JAMES S. TREFIL

DE LOS ATOMOS A LOS QUARKS

BIBLIOTECA CIENTIFICA SALVAT

JAMES S.TREFIL

DE LOS ATOMOS A LOS QUARKS

SALVAT

Versión española de la obra original norteamericana
From atoms to quarks, de James S. Trefil,
publicada por Charles Scribner's Sons de Nueva York.

Traducción por Jordi Vilá

Escaneado: thedoctorwho1967.blogspot.com
Edición digital: Sargont (2018)

ISBN 0-684-16484-1 Edición original
ISBN 84-345-8246-5 Obra completa
ISBN 84-345-8365-8
Depósito Legal NA-1124-1985
Publicado por Salvat Editores, S. A., Mallorca, 41-49 - Barcelona
Impreso por Gráficas Estella. Estella (Navarra)
Printed in Spain

A mi madre y *a Floria*

Agradecimientos

Muchas personas han colaborado conmigo en la preparación de este libro. Quisiera expresar mi agradecimiento especial a mi hijo Jim por haberse prestado como «caja de resonancia» con los primeros borradores del manuscrito, a mi hijo Stefan por su ayuda en la preparación de las ilustraciones, y a la señora Nancy Lane por haber ayudado a dar forma definitiva al manuscrito.

Índice de capítulos

Breve introducción

Ha llegado a constituir una perogrullada afirmar que las fronteras más apasionantes de las ciencias físicas son el estudio de lo muy pequeño y de lo muy grande. Existen muchos y excelentes libros sobre el segundo tema, pero muy pocos sobre el primero. En los últimos treinta años se ha producido un avance extraordinario en nuestra comprensión del núcleo atómico y de las partículas existentes en su interior, y esta tendencia se ha acelerado en los últimos cinco años, actualmente nos situamos en un punto en el que, de manera fugaz y tentadora, vislumbramos posibles respuestas a una de las más antiguas preguntas formuladas por el hombre: ¿de qué está hecho el mundo? Con este libro, mi propósito es llevar al lector por la serie de descubrimientos que condujeron desde el átomo hasta el núcleo y la partícula elemental, hasta llegar al quark. Que esta nueva partícula (todavía no vista en el laboratorio) resulte ser por fin el módulo verdaderamente «elemental» de construcción de toda la materia está aún por ver: no obstante, el lector que haya seguido la historia aquí presentada llegará a tener una idea bastante completa sobre dónde nos situamos actualmente en la búsqueda.

1. La búsqueda de lo más simple

Alegremente adornado.
Un caballero valiente.
En el sol y en la sombra.
Había viajado mucho.
Cantando una canción.
En busca de Eldorado

EDGAR ALLAN POE. «Eldorado»

INTRODUCCIÓN

Hay algo en el hombre que le empuja a saber. Contempla el mundo y se hace preguntas. ¿De qué está hecho? ¿Por qué existe? ¿Cómo funciona? Parte de este afán de conocimiento se expresa en la religión, parte en el arte y parte en la filosofía. Pero, para aquellos que comparten el legado común de lo que se ha dado en llamar cultura Occidental, este anhelo se expresa en su forma más completa en el quehacer científico.

La física es la parte de la ciencia que se ocupa de la materia y del movimiento y en ella se estudian algunas de las preguntas más interesantes que se hace el ser humano. En particular, las preguntas acerca de cómo se articula el mundo material han ocupado durante largo tiempo los pensamientos de muchos hombres que hoy en día llamaríamos físicos. Aunque algunos de estos hombres vivieron separados en el tiempo por distancias de hasta miles de años, un concepto común impregna sus ideas. Pero quizá concepto no sea la palabra adecuada; quizá lo deberíamos llamar creencia, esperanza, sueño. Desde el primer momento en que el ser humano empezó a plantearse cuestiones científicas, se percató de que cuando supiera lo suficiente descubriría que el mundo, después de todo, es en realidad mucho más simple de lo que parece.

Si consideramos la arrolladora complejidad de nuestro entorno, apreciaremos mejor la gigantesca hazaña de la imaginación que esto suponía. Pero ya en el año –585, el griego Tales de Mileto, considerado como el primer científico de relevancia, al asumir que la materia se presenta siempre

en estado líquido, sólido o gaseoso, sugirió que toda cosa material es en último término agua (la cual se presenta en la naturaleza en los tres estados). Sus sucesores desarrollaron la conocida teoría de que las innumerables sustancias que componen el mundo no son tan distintas como parecen, sino que son combinaciones de únicamente cuatro elementos; tierra, aire, fuego y agua. Esta teoría es el primer intento serio para encontrar un esquema sencillo que explique la complejidad observada en el mundo. Usando el lenguaje moderno, llamaríamos a la tierra, el aire, el fuego y el agua elementos fundamentales, y si creyéramos que se encontraban formando fragmentos pequeños los llamaríamos partículas elementales

A finales del siglo quinto a.C., los filósofos Leucipo y Demócrito, intentando conciliar el conflicto entre la transitoriedad y complejidad observadas en el mundo físico con la idea griega de que la Verdad debe ser eterna e inmutable, sugirieron que la materia estaba compuesta de pequeñas partículas. Llamaron a estas partículas átomos (es decir, que no puede dividirse) y señalaron que, si bien los átomos son inmutables, las relaciones entre los mismos pueden cambiar. Los cambios físicos no serían más que la redistribución de los átomos. Aunque esta idea parece de una gran clarividencia, disfrutó de poca aceptación entre los filósofos griegos y romanos (si exceptuamos un breve florecimiento gracias a los epicúreos) y no se ha considerado seriamente hasta nuestros días.

La primera formulación de la moderna teoría atómica tuvo lugar a principios del siglo diecinueve cuando John Dalton, un químico inglés, publicó una obra en dos volúmenes titulada *Un Nuevo Sistema de Filosofía Química* (1808). En este libro, Dalton señaló que muchas de las leyes químicas conocidas en su tiempo se podían explicar fácilmente admitiendo que a cada elemento químico le correspondía un tipo particular de átomos de materia. El átomo de hidrógeno sería, sin duda, muy distinto del átomo de azufre, pero la idea básica estaba clara: cada sustancia química debía estar hecha de combinaciones diferentes de unas pocas clases de átomos. Así pues, de acuerdo con esta teoría, los átomos constituían los bloques fundamentales con los que se construye la materia. Aunque hoy en día sabemos que los elementos químicos son más de 100 y no 26 como se suponía en tiempos de Dalton, su teoría atómica supuso un paso adelante en el descubrimiento de la simplicidad que subyace en la Naturaleza.

Para Dalton, como para Demócrito, los átomos eran indivisibles. De hecho, en la mayoría de sus libros se representaban como esferas sin rasgos

distintivos. Había pues, muy poco en la teoría atómica que predispusiera a la mente científica para la impresionante serie de descubrimientos que tuvieron lugar entre 1890 y 1920.

EL DESCUBRIMIENTO DEL ELECTRÓN

A mediados del siglo diecinueve, los físicos experimentaban con un nuevo fenómeno que se intuía iba a cambiar drásticamente la excesivamente simplificada imagen atómica de la materia. Por aquel entonces se estaban estudiando las propiedades eléctricas de los gases enrarecidos mediante un aparato especial. Dicho aparato consistía en un tubo de vidrio alargado, en cuyo interior se había hecho un vacío casi total, y que llevaba en cada extremo una placa metálica.

Cuando se aplicó una diferencia de potencial eléctrico entre las dos placas, se observó un extraño fenómeno. Una fina línea de gas brillante se formaba cerca de la placa cargada negativamente (el *cátodo*) y se extendía hacia la placa cargada positivamente (el *ánodo).* El análisis de la luz emitida por el tubo indicaba que esta fina línea estaba formada por residuos de gas que se habían calentado al circular «alguna cosa» a través del mismo. A esta cosa desconocida se la llamó *rayos catódicos,* y la incógnita se centró en la naturaleza de su identidad.

Por aquel entonces, los físicos sabían que un objeto provisto de carga eléctrica puede verse afectado por dos tipos distintos de fuerzas. Si un objeto cargado eléctricamente se aproxima al borne de una pila, es atraído o repelido según se trate del polo positivo o negativo de la misma. En lenguaje técnico se dice que sobre tal partícula actúa una fuerza eléctrica De manera similar, si se acerca un imán a la trayectoria de un cuerpo eléctricamente cargado en movimiento, se observa que la trayectoria del mismo sufre una desviación. Esto se toma como prueba de que junto a la fuerza eléctrica existe otra fuerza que llamamos magnética. A menudo nos referimos a las dos conjuntamente como fuerzas *electromagnéticas.*

Las fuerzas eléctricas y magnéticas actúan sobre cualquier objeto cargado eléctricamente, pero no actúan sobre los casos que no transportan carga alguna, como la luz. Con el tiempo, el debate sobre los rayos catódicos se centró en la cuestión de si poseían o no carga eléctrica.

Alrededor de 1880, existían dos escuelas de pensamiento bien definidas sobre este tema. En Alemania la idea más comúnmente aceptada era que los rayos catódicos constituían un nuevo tipo de radiación, algo como la luz. Para apoyar su tesis señalaban que no había nada sorprendente en el hecho de que una radiación calentara el gas enrarecido, ya que también la luz era capaz de transmitir energía en forma de calor. ¿No es la luz, después de todo, la fuente básica de calor en la Tierra? En Inglaterra, en cambio, se pensaba que los rayos catódicos tenían que ser partículas de alguna clase. La razón fundamental para esta creencia era que se sabía que la línea luminosa que señalaba el paso de los rayos catódicos podía ser desviada aproximando imanes al tubo. Dado que nunca se había observado que la luz se viera afectada por fuerzas magnéticas, concluían que los rayos catódicos tenían que ser algo distinto. La teoría dominante en Inglaterra era que, los átomos del gas, al chocar contra el cátodo, se cargaban negativamente y, en efecto, eso era lo que ocurría. Por otro lado, se encontró un método para medir la velocidad de los rayos catódicos, lo cual permitiría dilucidar también si éstos eran realmente una clase de radiación: si lo fuesen, su velocidad sería la misma que la de la luz.

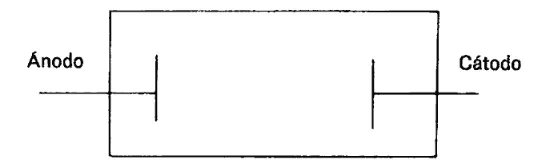


Fig. 1. Dispositivo similar al empleado en el descubrimiento de los rayos catódicos.

En la figura 2 se muestra el dispositivo usado por Thomson para medir la velocidad de los rayos catódicos. Éstos debían atravesar una zona en la que se había creado un campo eléctrico entre dos placas cargadas y un campo magnético. Thomson ajustó la carga (o, dicho de otro modo, el voltaje) de las placas hasta que compensaran exactamente los efectos desviadores del campo magnético En otras palabras, eran, así, atraídos por el ánodo.

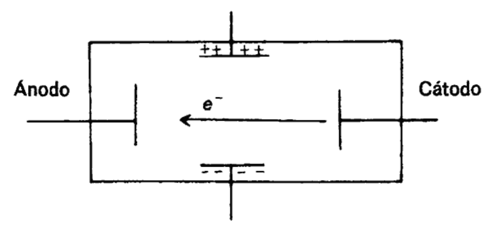


Fig. 2. El diagrama muestra el dispositivo empleado por Thomson para detectar el electrón. Cuando el electrón, dentro del tubo, se mueve hacia la izquierda, es atraído hacia arriba por la placa cargada positivamente. El efecto de este campo eléctrico se anula exactamente gracias a la acción de un imán (que no aparece en la figura) cuyo polo norte se situarla por debajo del papel y el polo sur por encima del mismo.

En 1897, el físico inglés. J. J Thomson, realizó una serie de experimentos que parecieron zanjar la polémica de una vez por todas. Thomson argumentó que si los rayos catódicos eran realmente partículas, su trayectoria no solamente se vería afectada por los imanes, sino también por las grandes cargas eléctricas. En otras palabras, si el campo magnético obligaba a los rayos catódicos a moverse hacia abajo, entonces se cargaban las placas de manera que desviaran el haz hacia arriba en la misma medida. Midiendo el campo eléctrico que anulaba exactamente la deflexión debida al campo magnético se podía determinar la velocidad de las partículas. Una descripción más detallada de este proceso se dará en el capítulo 7.

El importante resultado que obtuvo Thomson fue que la velocidad de los rayos catódicos era de cerca de 3×10^7 metros/segundo, lo cual es más o menos un 10% de la velocidad de la luz. Evidentemente, los rayos catódicos eran partículas. Puesto que eran atraídas hacia un electrodo cargado positivamente, concluyó que transportaban una carga eléctrica negativa. Estas partículas fueron bautizadas con el nombre de *electrones,* y se calculó que su masa es $9{,}1 \times 10^{-28}$ gramos, una masa ciertamente muy pequeña. Una vez que fue correctamente identificado, se comprendió que el electrón era, sin lugar a dudas, una partícula muy importante. Cada corriente eléctrica, tanto si se trata de un circuito hecho por el hombre como si tiene lugar en un nervio de un animal, es simplemente un flujo de electrones. Por ejemplo, se necesitan cerca de 6.000.000.000.000.000.000 (6×10^{18}) de electrones *por segundo* para mantener encendida una bombilla de 100 vatios. Los electrones en movimiento son de hecho el «fluido eléctrico» que Benjamin Franklin postuló para explicar la electricidad.

Desde el punto de vista de la búsqueda de la simplicidad que mencionábamos al principio de este capítulo, el descubrimiento del electrón fue inquietante. Después de todo, el único lugar de donde podían proceder estas partículas era del interior de los «indivisibles» átomos. La existencia de una partícula cargada negativamente que podía extraerse del átomo implicaba que éste debía de contener también una región cargada positivamente, en su interior, y todo esto, implicaba, en fin, que el átomo debía de tener una estructura. Y, en este caso, los átomos no podían ser considerados los constituyentes últimos de la materia. El electrón fue el primer descubrimiento de un tipo de materia más fundamental que el átomo.

EL FOTÓN

Ya desde el siglo XVIII se sabe que la luz es una onda. Pero el descubrimiento de que su origen está ligado a las cargas eléctricas y de que no es más que un tipo particular de ondas generadas eléctricamente, fue uno de los grandes triunfos de la física del siglo XIX. De este descubrimiento han surgido gran parte de las tecnologías más importantes de nuestra época: la radio, la televisión, las microondas, etc. Hablaremos primero de la luz como onda, y luego mostraremos algunos descubrimientos que sugirieron una manera distinta de considerar la naturaleza de la luz.

Un ejemplo clásico de onda lo constituyen las olas que se acercan a la playa. La onda está caracterizada por tres variables: la longitud de onda, o distancia entre las crestas de la misma; la frecuencia, o número de crestas que pasan por un punto en un segundo; y la amplitud, o altura máxima de las ondas. En general, estas cantidades, son independientes entre sí. En los fluidos es posible en principio tener cualquier combinación de longitud de onda, frecuencia y amplitud.

Si contemplamos cómo rompen las olas en una costa rocosa, podemos darnos cuenta de que las ondas son capaces de transportar considerables cantidades de energía La energía transportada por una onda siempre depende de su amplitud, aunque a veces depende también de las otras dos variables. Así, podemos caracterizar una onda por su frecuencia, longitud de onda y energía, en vez de hacerlo por su frecuencia, longitud de onda y amplitud. Ésta es la manera más conveniente cuando se trata de ondas luminosas.

La velocidad de una onda puede expresarse mediante la sencilla ecuación $V = \lambda\nu$ en la que la letra griega λ (lambda) representa la longitud de la onda y la letra ν (nu) su frecuencia. Téngase presente que ésta es la velocidad de la onda y no la del medio donde se produce. Así, en el mar, cada partícula de agua se mueve verticalmente mientras la ola pasa horizontalmente.

La consideración de que la luz es un tipo de onda se basa en argumentos demasiado complejos para tratarlos aquí, pero, esencialmente, depende del hecho de que la luz parece comportarse de modo similar a las ondas de agua. Cuando arrojamos una piedra a un estanque vemos formarse progresivamente una serie de círculos concéntricos, cuyo centro es el punto del impacto, que van aumentando de diámetro a medida que se alejan. De modo similar, si se aceleran objetos eléctricamente cargados se genera una onda esférica con centro en estos objetos que se va propagando a todo el medio. Es una analogía tridimensional de la propagación de ondas circulares en el estanque. Dado que la onda se aleja del objeto cargado, el fenómeno recibe el nombre de *radiación* y dado que su origen es electromagnético se habla de *radiación electromagnética.* En términos modernos, los fenómenos que corresponden al desplazamiento de las olas en el agua, son campos eléctricos y magnéticos oscilantes moviéndose a través del espacio.

En física clásica no existe ninguna razón por la cual estas ondas electromagnéticas no puedan presentar cualquier combinación de longitud de onda y energía. La teoría exige, sin embargo, que todas las ondas se muevan a la misma velocidad. Esta velocidad es tan importante que se designa con una letra especial, *c*, y su valor, determinado experimentalmente, es

$$c = 3\times10^{8} \text{ m/s}$$

así, si conocemos uno de los componentes del par frecuencia-longitud de onda de una radiación particular, podemos determinar el otro con ayuda de la relación $c = \lambda\nu$. Los ejemplos más comunes de radiaciones de distintas longitudes de onda los constituyen los colores visibles. Cada color corresponde a una luz de longitud de onda y frecuencia diferente. Dentro del espectro visible el rojo tiene la longitud de onda más larga y la frecuencia más baja, mientras que el violeta tiene la longitud de onda más corta y la frecuencia más alta.

En términos cuantitativos, la luz visible corresponde a radiación electromagnética de longitud de onda comprendida entre $3{,}8\times10^{-5}$ cm (violeta)

y $7{,}8\times10^{-5}$ cm (rojo). Evidentemente, esta estrecha banda de longitudes de onda no cubre todas las posibilidades de radiación electromagnética, la cual se manifiesta en un continuo de longitudes de onda posibles. En la tabla se incluyen algunas de las ondas electromagnéticas que nos son más familiares, junto con los nombres que se asignan a cada intervalo de longitud de onda.

v	λ (cm)	
10^6	3×10^4	radio AM
10^7	3×10^3	onda corta
10^8	3×10^2	radio FM y TV
10^{10}	3	microondas
3×10^{13}	10^{-3}	infrarrojos
3×10^{16}	10^{-6}	ultravioleta
3×10^{18}	10–8	rayos X
3×10^{20}	10^{-10}	rayos gamma

El hecho de que hubiera una variedad infinita de posibles radiaciones electromagnéticas dio lugar a varios problemas. La dificultad principal residía en que si la energía de una radiación de frecuencia dada era independiente de esta frecuencia, entonces, según la física clásica, el universo debería estar lleno de radiación de alta energía; y no lo está. Para soslayar este escollo, el físico alemán Max Planck sugirió en 1900 que estos problemas se resolverían si la energía de la radiación emitida por un átomo no fuera un número cualquiera, sino un múltiplo entero de una energía fundamental dada por $E = hv$. En esta ecuación E es la energía de onda, v es su frecuencia y h es una constante conocida como la *constante de Planck*. Nos encontraremos a menudo con esta constante, puesto que juega un papel importante en todas las alteraciones en el mundo atómico. Por lo que respecta a la presente discusión, lo importante es observar que esta ecuación parece sugerir que la luz se emite en pequeños paquetes, y no a lo largo de una especie de espectro continuo. Planck denominó a estos paquetes *quanta*, pero nunca aceptó realmente la idea de que la luz no fuera una onda ordinaria clásica.

Albert Einstein, sin embargo, se dio cuenta de que el postulado cuántico de Planck podría ser muy fructífero si se llevaba a sus últimas consecuencias. Por ejemplo, había un fenómeno experimental conocido como efecto fotoeléctrico en el cual se observaba que al incidir luz sobre un metal, éste

emitía electrones La teoría clásica ondulatoria podía explicar este fenómeno (las ondas electromagnéticas extraerían los electrones del metal de una manera similar a como las olas del mar llevan restos de madera a la playa). El problema residía en que una onda clásica tardaría mucho tiempo en arrancar un electrón del átomo y el hecho experimental era que el metal emitía los electrones tan pronto como se encendía la luz.

En 1905, Einstein sugirió que si la luz estuviera constituida por corpúsculos, en lugar de tratarse de una onda clásica, se podría explicar este hecho experimental. De acuerdo con la teoría de Einstein, la interacción entre la luz y los electrones sería algo análogo a las colisiones entre bolas de billar. Los electrones saldrían despedidos inmediatamente después de la colisión. Por este trabajo Einstein fue galardonado con el premio Nobel en 1921. (La Teoría de la Relatividad era por aquel entonces demasiado «osada» para merecer los honores del conservador comité del Nobel.)

Las partículas que componen la luz y demás radiaciones electromagnéticas reciben el nombre de *fotones*. Pueden ser concebidos como los componentes de la radiación y en este sentido deberían incluirse en cualquier lista de partículas elementales que pretenda dar una explicación simple de la materia.

EL NÚCLEO Y EL PROTÓN

A principios de este siglo, un personaje extraordinario hizo su entrada en la escena de la ciencia mundial. Ernest Rutherford, el hijo de un carretero neozelandés, se convirtió en la figura principal en la exploración de la estructura atómica y es en gran medida responsable de la imagen del átomo que tenemos hoy en día.

Por entonces, se habían llevado a cabo gran número de investigaciones sobre la química de los elementos radiactivos. Se sabía, por ejemplo, que estos elementos emitían radiación de tres tipos distintos, cuya naturaleza se trataba de determinar. Se denominaron radiación α (alfa), β (beta) y γ (gamma) y cada una tenía propiedades diferentes. En términos modernos, los rayos beta son electrones y los rayos gamma son fotones de alta energía. Trabajando en la Universidad McGill en Montreal, Rutherford pudo demostrar que los misteriosos rayos alfa eran, en terminología actual, núcleos de átomos de helio. Realizó experimentos en los que colocaba pequeñas

muestras de elementos radiactivos (y de los cuales se sabía que emitían radiación alfa) junto a un tubo hermético en el que se había hecho el vacío. Al cabo de cierto tiempo, análisis químicos muy sensibles señalaban la presencia de helio en el tubo. Dado que sólo la radiación alfa podía haber penetrado en el tubo, la conexión entre dicha radiación y el helio quedó establecida. Por este experimento y por otros trabajos sobre el comportamiento de elementos radiactivos, Rutherford recibió el Premio Nobel de Química en 1908.

En contra de lo normal, Rutherford realizó su trabajo más importante *después* de recibir el Premio Nobel. Cuando se desplazó a la Universidad de Manchester en Inglaterra, continuó sus experimentos con partículas alfa. Uno de los temas más candentes en aquellos días era estudiar el modo en que estas partículas atraviesan finas láminas metálicas. Se esperaba poder aprender algo sobre la naturaleza del átomo observando cómo las partículas alfa rebotaban en él. En 1911, y casi como una ocurrencia tardía, sugirió a algunos colaboradores que sería interesante observar si alguna de las partículas era totalmente repelida (es decir, si sufría un cambio de dirección de 180°) al chocar contra un núcleo.

De acuerdo con las ideas de la época, el átomo era un material positivamente cargado y más o menos difuso en el cual los electrones se hallaban embutidos a modo de pasas en un pastel. Un átomo de estas características no desviaría una partícula alfa más de lo que un trozo de algodón desviaría una bala. Sin embargo, cuando el experimento de Rutherford se llevó a cabo, un número sorprendentemente elevado de partículas alfa —quizá una en un millar—, fueron dispersadas ángulos cercanos a 180°. Esto sólo se podría entender aceptando que el átomo, lejos de tener una masa esparcida a lo largo de un área más o menos grande, la tiene virtualmente concentrada en una pequeña región central. Rutherford denominó a esta concentración de masa el *núcleo* del átomo. Dado que el núcleo repele las partículas alfa, cargadas positivamente, debe tener a su vez carga positiva.

La imagen del átomo que Rutherford concibió nos es familiar (fig. 3). Este átomo consistía de un núcleo pequeño, denso y positivamente cargado, en el que residía la mayor parte de la masa y alrededor del cual giraban los electrones. La analogía entre el átomo nuclear y el sistema solar fue advertida por numerosos observadores de la época y sirvió de argumento para innumerables relatos de ciencia ficción escritos durante los años treinta y

cuarenta. Podríamos decir que el átomo de Rutherford forma parte del folklore de nuestra cultura moderna.

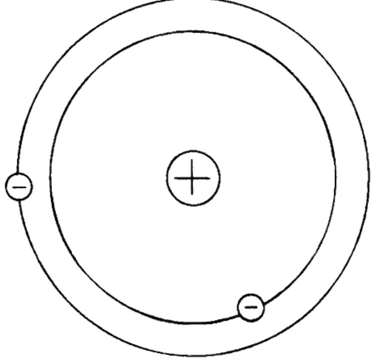


Fig. 3. El átomo tal como lo imaginaba Rutherford.

Una vez establecida la existencia del núcleo, los científicos empezaron a preguntarse por su composición. ¿Se trataba de una bola uniforme de materia cargada positivamente, análoga al átomo de Dalton, o más bien albergaba en su interior otros elementos que esperaban ser descubiertos? En 1919, Rutherford, empleando técnicas similares a las que le habían permitido identificar la partícula alfa, demostró que en las colisiones de partículas alfa con núcleos atómicos, se obtenían núcleos de átomos de hidrógeno. Dado que el hidrógeno es el átomo más ligero, su núcleo debe jugar algún papel importante en la naturaleza. Rutherford quiso destacar este hecho llamando a la nueva partícula *protón* (el primero).

El protón es una partícula con carga eléctrica positiva. El valor de esta carga es precisamente igual al valor de la carga del electrón, aunque los signos de las cargas de las dos partículas son opuestos. El átomo de hidrógeno debe ser, por tanto, un sistema similar al de la figura 4. Un solo electrón gira en tomo a un solo protón, de modo que el hidrógeno es el átomo más sencillo que pueda imaginarse. Dado que los protones se encuentran entre los residuos de las colisiones nucleares, deben formar parte también de núcleos más pesados. De hecho, cada unidad de carga positiva en un núcleo la proporciona un protón, de manera que el helio (el átomo que sigue en peso al hidrógeno) debe tener dos protones en su núcleo, el litio tres, y así sucesivamente. El elemento natural más pesado, el uranio, tiene un total de noventa y nueve protones en su núcleo.

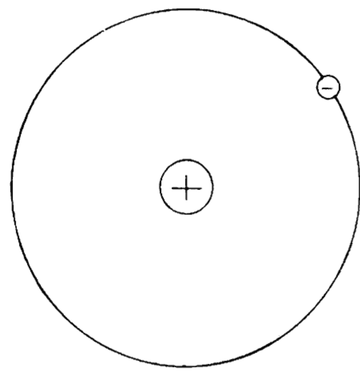


Fig. 4. El átomo de hidrógeno.

Como cabe esperar del experimento de Rutherford, el protón es mucho más pesado que el electrón. El valor de su masa es de manera que la razón de la masa del protón a la masa del electrón es igual a 1.836.

En 1920 Rutherford sugirió que el núcleo tenía probablemente otro componente, eléctricamente neutro y de masa similar a la del protón. Llamó a esta partícula hipotética neutrón Llegó a esta conclusión al advertir que la mayoría de los átomos parecían pesar cerca del doble de lo esperado cuando se sumaban las masas de sus protones y electrones. El neutrón, descubierto en el año 1932, será tratado en el capítulo 2.

UN COMENTARIO ACERCA DEL ÁTOMO DE BOHR

Al aceptar que los electrones del átomo giran en órbitas alrededor del núcleo, los físicos se encontraron en un dilema. De acuerdo con las leyes que rigen el comportamiento de las partículas eléctricamente cargadas, un electrón en órbita debería emitir luz, perder su energía, y finalmente caer sobre el núcleo. Los cálculos indicaban que para el átomo de hidrógeno (compuesto de un protón y de un electrón), este proceso llevaría menos de un segundo. Dado que hay y ha habido hidrógeno desde el principio del Universo, algo debía fallar en este razonamiento. En 1913 un joven físico danés llamado Niels Bohr sugirió una manera de solucionar el problema.

La característica esencial del modelo atómico de Bohr es que los electrones giran alrededor del núcleo únicamente a ciertas distancias bien de-

terminadas. Por ejemplo, en el átomo de hidrógeno representado en la figura 5, el electrón puede girar en una órbita de radio r_2 o r_1, pero no puede ocupar ninguna órbita de radio comprendido entre los dos. Las órbitas de radios r_2 y r_1 reciben el nombre de *órbitas permitidas.* El porqué de esta disposición del átomo no se esclareció hasta el desarrollo de la mecánica cuántica una década más tarde. Sin embargo, las dificultades teóricas del modelo nuclear clásico no aparecen en el átomo de Bohr. Además, el modelo de Bohr nos ofrece una visualización muy sencilla del proceso mediante el cual los átomos emiten luz. Si un electrón se encuentra en una órbita de radio r_1, la única manera en que puede descender a una órbita más baja es realizando un salto instantáneo, llamado un salto *cuántico.* Por ejemplo, la figura 5 muestra un electrón efectuando un salto cuántico desde la órbita r_1 a la órbita r_2. Dado que estas órbitas tienen distintas energías, para conservar el equilibrio la energía perdida debe ser expulsada del átomo. Un fotón cuya energía sea igual a la diferencia de energías entre las dos órbitas es el encargado de transportarla al exterior. Si la energía del fotón es adecuada, podremos ver la luz emitida por la transición electrónica y diremos que el átomo se encuentra en un trozo de material «al rojo».

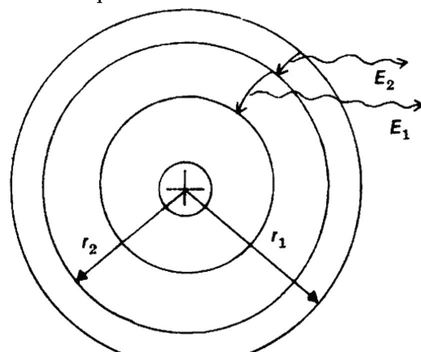


Fig. 5. Órbitas electrónicas permitidas y saltos cuánticos.

En la órbita r_1 puede ocurrir el mismo proceso. El electrón puede saltar a la órbita inmediatamente inferior emitiendo otro fotón. Pero es también posible que el electrón salte directamente de la órbita r_2 a la órbita que se encuentra por debajo de r_1 emitiendo entonces un único fotón más energético. La resolución completa de la conexión entre la estructura de un átomo

y la luz que emite pertenece al dominio de la física atómica. Aquí sólo queremos hacer hincapié en que la hipótesis cuántica de Planck se ve perfectamente reflejada en el modo de distribución de los electrones en el átomo.

DETECCIÓN DE PARTÍCULAS CARGADAS ELÉCTRICAMENTE

Si queremos investigar las partículas elementales, es evidente que debemos encontrar un medio de detectarlas Hasta aquí, hemos pasado por alto los detalles de cómo conseguirlo. Las partículas que llevan carga eléctrica son las más fáciles de detectar; de ahí que fueran las primeras partículas descubiertas. La razón de que su detección sea relativamente sencilla es que cuando una partícula cargada se acerca a un átomo, una fuerza eléctrica actúa entre la partícula y los electrones del átomo, modificando la estructura de este último. Así, por ejemplo, la partícula puede arrancar un electrón externo del átomo, dejando tras sí por un lado un electrón libre, y por otro un átomo residual con una carga neta positiva. Un átomo al que le falta un electrón recibe el nombre de *ion*, y el proceso descrito anteriormente se denomina *ionización*.

Pero puede ocurrir también que el efecto del paso de una partícula cargada sea un átomo en el que uno o más electrones han ascendido a órbitas más alejadas del núcleo. Con el tiempo, estos electrones descenderán otra vez a órbitas más interiores, emitiendo radiación que, en ciertos casos, se podrá percibir como luz visible. Un material que emite luz cuando una partícula cargada penetra en su interior, según el proceso descrito u otro más complicado, recibe el nombre de *centellador*. Muchos de los primeros experimentos con partículas alfa fueron llevados a cabo por personas sentadas en habitaciones oscuras esperando observar los destellos de luz que indicaran que una partícula había chocado contra una lámina de material centellador.

Los detectores basados en la ionización han sido los más importantes en la exploración del núcleo. Quizás el detector más conocido sea el contador Geiger-Müller (generalmente llamado contador Geiger, únicamente). Este instrumento consiste en un tubo largo de metal en el que se ha introducido un gas enrarecido, tal como se muestra en la figura 6. Un hilo metálico se dispone en el centro del tubo. Conectando un extremo del hilo a una fuente de alimentación eléctrica (como una batería) y el otro extremo

a la pared metálica del tubo, se crea una diferencia de potencial entre el hilo y la pared del contador.

Supóngase ahora que una partícula cargada atraviesa el tubo. Como hemos visto, dejará tras sí algunos electrones libres y algunos iones positivos. Si el hilo metálico se ha conectado al polo positivo de la batería, el ion positivo será atraído hacia la pared y se moverá en aquella dirección, tal como se muestra en el diagrama. De manera análoga, el electrón se dirigirá hacia el hilo. Si el voltaje es suficientemente elevado, el electrón adquirirá rápidamente la velocidad necesaria para ionizar otros átomos del gas y crear nuevos electrones que, a su vez, ionizarán más átomos y crearán más electrones. Este proceso multiplicativo genera una *avalancha* en el gas de modo que cuando el gran número de electrones producidos alcanzan el hilo central, se establece una corriente eléctrica considerable. Esta señal, convenientemente amplificada y llevada a un altavoz, produce el «clic» familiar que el contador Geiger emite en presencia de material radiactivo

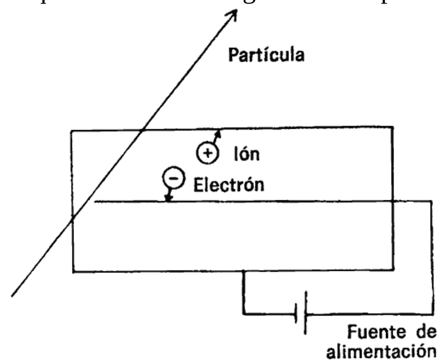


Fig. 6. Esquema del contador Geiger.

El principio del contador Geiger (multiplicar los electrones para aplicarles una diferencia de potencial y detectar así la señal amplificada) se usa en muchos tipos de contadores en la física moderna. Este somero esquema de su funcionamiento, debería dar una idea de los procesos que estén en juego cuando un físico dice: «Se detectó una partícula...»

EL TAMAÑO DE LAS COSAS

En unidades corrientes, un diámetro nuclear típico es de unos 0,000 000 000 000 006 metros y la velocidad de la luz de 300.000.000 metros por

segundo. En lugar de molestarse en escribir todos estos ceros, los físicos usan una notación que les permite manejar tanto números muy grandes como muy pequeños de modo muy conveniente. Hay quien la llama notación científica o notación en potencias de diez. Nosotros simplemente la usaremos sin preocuparnos del nombre que hay que darle.

Lo importante es que todo número, por muy grande o muy pequeño que sea, se puede representar como el producto de un número entre 1 y 10 por una potencia de diez. Por ejemplo, el número 250 se escribe como $2{,}5\times10^{2}$ y el número 0,003 como 3×10^{-3} Una regla útil para recordar esta notación es tomar el exponente positivo de la potencia de 10 como una indicación para correr «la coma decimal hacia la derecha» tantos lugares como el número del exponente indique. De manera análoga los exponentes negativos indicarán el número de lugares que tiene que correrse la coma decimal hacia la izquierda. El número $2{,}5\times10^{2}$ debe leerse entonces como «muévase la coma decimal en el 2,5 dos lugares a la derecha», mientras que el número 3×10^{-3} se leería «muévase la coma decimal tres lugares a la izquierda».

En esta notación, el tamaño nuclear del que hablábamos antes se escribiría como 6×10^{-15} metros y la velocidad de la luz sería 3×10^{8} metros/segundo.

Las operaciones aritméticas en esta notación son muy sencillas Para multiplicar dos números se multiplican sus «primeros componentes» de la manera corriente y se suman los exponentes de las potencias de diez. Por ejemplo, para multiplicar 250 por 250, escribimos:

$$2{,}5\times10^{2} \times 2{,}5\times10^{2} = 6{,}25\times10^{4} = 62.500$$

Para multiplicar 250 por 0,003, escribimos:

$$2{,}5\times10^{2} \times 3\times10^{-3} = 7{,}5\times10^{-1} = 0{,}75$$

La regla para la división es que el exponente del denominador se resta del exponente del numerador, de modo que 250 dividido por 0,003 sería:

$$2{,}5\times10^{2} \;/\; 3\times10^{-3} = 0{,}83\times10^{5} = 8{,}3\times10^{4} = 83.000$$

mientras que 0,003 dividido por 250 sería:

$$3\times10^{-3} / 2{,}5\times10^{2} \;=\; 1.2\times10^{-5} = 0{,}000.012$$

A modo de ejemplo de cómo se usa esta notación, veamos cuánto tardaría la luz en atravesar un núcleo típico. Se obtendría dividiendo la distancia recorrida por la velocidad. Usando los valores que hemos dado antes obtendríamos para el tiempo de tránsito:

$$t = 6\times10^{-15} / 3\times10^{8} = 2{,}0\times10^{-23} \text{ s}$$

Este tiempo tan pequeño adquirirá más adelante un gran significado, ya que veremos que los sucesos nucleares ocurren en tiempos de este orden.

Podemos usar esta notación para discutir el tamaño de algunas de las cosas de las que hemos hablado hasta aquí. Si consideramos que un núcleo típico alberga en su interior de diez a veinte objetos del tamaño del protón y que un átomo típico tiene de cinco a diez electrones, entonces en la tabla que se da a continuación se presentan tamaños bastante típicos. (Como referencia, el núcleo del átomo de oxígeno tiene dieciséis objetos del tamaño del protón y a su alrededor giran ocho electrones.) La longitud de metros es importante, tanto que recibe un nombre especial: el *fermi* (en honor a Enrico Fermi, del cual hablaremos más tarde).

De la siguiente tabla se puede extraer un hecho cuantitativo importante. Mientras que el protón y el núcleo no son muy diferentes en tamaño, el núcleo es mucho más pequeño que el átomo. Rutherford había conjeturado que el átomo era. en gran parte, espacio vacío, pero ahora con la información de la tabla podemos ver cuán vacío es en realidad.

	Longitud (m)
Radio del protón	8×10^{-16}
Radio de un núcleo típico	3×10^{-15}
Radio de un átomo típico	3×10^{-10}

Podemos empezar comparando el volumen del núcleo con el volumen de un átomo suponiendo que ambos son esféricos. La fórmula que nos da el volumen de una esfera de radio R es

$$V = 4/3\ \pi R^3$$

de manera que el volumen del protón es

$$V_P = 4/3\ \pi\ (8\times10^{-16})^3 = 2{,}1\times10^{-45} \text{ m}^3$$

mientras que el volumen del núcleo es

$$V_N = 4/3\ \pi\ (3\times10^{-15})^3 = 1{,}1\times10^{-43}\ \text{m}^3$$

y el átomo tiene un volumen de

$$V_A = 4/3\ \pi\ (3\times10^{-10})^3 = 1{,}1\times10^{-28}\ \text{m}^3$$

Todos estos volúmenes son, sin duda, muy pequeños, pero podemos compararlos. Por ejemplo, podemos preguntarnos qué parte del volumen de un núcleo típico ocupa un protón. De los resultados anteriores obtenemos que

$$V_P\ /\ V_N = (2{,}1\times10^{-45})\ /\ (1{,}1\times10^{-43}) = 1{,}9\times10^{-2} = 0{,}019 = 1{,}9\%$$

Así, un protón ocupa casi el 2 por ciento del volumen de nuestro núcleo típico. Dado que este núcleo alberga entre 10 y 20 objetos del tamaño del protón, concluimos que estos objetos ocupan una fracción apreciable del volumen nuclear. El núcleo, en otras palabras *no* es mayoritariamente espacio vacío.

Si ahora comparamos el tamaño del núcleo con el tamaño del átomo, llegamos a una conclusión totalmente distinta. En este caso:

$$V_N\ /\ V_A = (1{,}1\times10^{-43})\ /\ (1{,}1\times10^{-28}) = 10^{-15}$$

En otras palabras, el núcleo ocupa el 0,000.000.000.000.01% del volumen del átomo El resto, a excepción de los diminutos electrones, es espacio vacío.

Veámoslo desde otra perspectiva. Imaginemos que el núcleo se amplía hasta adquirir un diámetro de treinta centímetros, es decir hasta ser del tamaño de una pelota de fútbol o de una sandía. ¿Cuál será entonces el tamaño del átomo? Dado que el radio de nuestro átomo típico es 10^5 veces más grande que el del núcleo, el átomo ampliado tendrá un diámetro de 30×10^5 centímetros. Puesto que 100.000 centímetros equivalen a un kilómetro, su diámetro será de

$$(30\times10^5)\ /100.000 = 30\ \text{km}$$

Por tanto, si nuestro núcleo fuera del tamaño de una pelota de fútbol, el resto del átomo consistiría sólo de unos diez electrones del tamaño de un garbanzo dispersados en el interior de una esfera de 30 kilómetros de diámetro con el balón en el centro. Si imaginamos la pelota colocada en el

centro de una ciudad y diez garbanzos esparcidos por el resto de la misma, podremos tener una idea de lo vacío que está el átomo en realidad.

2. El núcleo

...el centro no puede mantener la cohesión.

WILLIAM BUTLER YEATS, «The Second Coming»

¿QUÉ LO MANTIENE UNIDO?

Una vez aceptado que la mayor parte de la materia atómica se encuentra concentrada en el núcleo, nuestra atención se dirige de manera natural a determinar la estructura de este último. En el capítulo 1 vimos que el núcleo posee carga eléctrica positiva y que contiene protones. Una de las leyes básicas de la electricidad establece que cargas de signos distintos se atraen y que cargas del mismo signo se repelen. Esto quiere decir que en cualquier núcleo que no sea el del hidrógeno (es decir, que contenga más de un protón), actuará una fuerza que tenderá a separar los protones unos de otros. Si esta fuerza repulsiva no estuviera compensada por alguna otra fuerza, el núcleo del átomo se rompería en pedazos. Dado que esto no ocurre, podemos concluir que existe algún tipo de fuerza que mantiene la cohesión del núcleo.

La naturaleza de esta fuerza ha sido (y hasta cierto punto todavía es) misteriosa. En primer lugar, su magnitud no tiene precedentes en la naturaleza. Si bien la repulsión entre dos cargas eléctricas es un fenómeno bien conocido, el hecho de que en el interior del núcleo éstas se encuentren a sólo 10^{-13} centímetros de distancia, representa un cambio de escala radical. Podemos hacernos cargo de lo que esto significa con el siguiente experimento mental: Calculemos, en primer lugar, la fuerza de repulsión que actúa entre dos protones de un núcleo: hagamos luego una ampliación del núcleo hasta que los protones se conviertan en esferas de unos treinta centímetros de diámetro (con sus centros separados unos cincuenta centímetros). Si la fuerza repulsiva aumenta en la misma proporción. ¿Cuál será su valor?

Para hacernos una idea de la respuesta, supongamos que hemos incrustado los dos protones ampliados en el interior de un bloque de acero macizo

(hecho de la aleación más resistente posible): pues bien, la fuerza eléctrica repulsiva entre ellos sería tan enorme que los dos protones huirían uno del otro, rasgando el bloque de metal como si fuera una hoja de papel Sea lo que fuere lo que mantiene unido el núcleo, debe ser algo muchísimo más fuerte que el acero, de lo contrario el núcleo no podría existir.

El simple hecho de la existencia del núcleo nos lleva a la conclusión de que debe haber algún proceso en la naturaleza capaz de contrarrestar la repulsión entre los protones Este proceso debe producir fuerzas mucho más poderosas que las que actúan en el mundo macroscópico que nos es familiar Los físicos denominan a este proceso la *interacción fuerte.* y se refieren a la fuerza generada por esta interacción como la *fuerza fuerte* El desarrollo de la física de partículas elementales ha sido un intento de entender qué es y cómo se crea esta fuerza Por ahora, señalemos que la existencia de un núcleo estable constituye el problema principal con el que nos enfrentamos cuando intentamos comprender el átomo

¿DE QUÉ ESTÁ HECHO?

Aceptada ya la existencia del núcleo, debemos preguntamos por su composición Sabemos que debe contener protones, puesto que tiene carga eléctrica positiva. Ahora bien, si observamos los diferentes elementos químicos y comparamos la masa de un átomo con el número de protones que debe tener, nos encontramos con un hecho inesperado.

El hidrógeno —el átomo más sencillo-— no presenta ningún misterio. Su núcleo está formado por un solo protón, alrededor del cual gira un solo electrón. La única carga positiva del protón compensa la única carga negativa del electrón de manera que el balance neto de carga para el átomo de hidrógeno es nulo, tal como sabemos. El átomo que sigue al hidrógeno en complejidad, el helio, tiene dos electrones girando alrededor del núcleo Dado que el helio es eléctricamente neutro, su núcleo debe contener dos cargas positivas. Debemos, pues, esperar que el núcleo de helio contenga dos protones y, dado que la masa de un átomo está virtualmente concentrada en el núcleo, cabe esperar que el átomo de helio pese el doble que el átomo de hidrógeno Pero no es así. El átomo de helio pesa *cuatro* veces más que el de hidrógeno, de manera que su núcleo tiene un peso equivalente al de cuatro protones pero una carga eléctrica que corresponde sólo a dos.

Resulta que una situación análoga se da en casi todos los elementos químicos distintos del hidrógeno La masa del núcleo es prácticamente un múltiplo entero de la masa del protón y se puede expresar aproximadamente por

$$M_{\text{núcleo}} \cong A \times m_P$$

donde *A* recibe el nombre de número másico del átomo. Para el hidrógeno, $A = 1$, para el helio $A = 4$, y así sucesivamente. La carga del núcleo, sin embargo, se expresa mediante un entero distinto, de manera que si designamos la carga del núcleo por *Q* y la carga del protón por *q*. obtenemos la relación $Q = Z \times q$. donde *Z* recibe el nombre de número atómico del átomo. *Z* es igual al número de unidades de carga eléctrica positiva presentes en el núcleo y es por tanto igual también al número de electrones que giran alrededor del mismo. Se ha determinado experimentalmente que, para átomos más pesados que el hidrógeno. $A \gtrsim 2Z$ es decir el número másico es, como mínimo, el doble del número atómico. En elementos pesados, tales como el uranio. *A* puede ser hasta 2,6 veces mayor que *Z*. Dejando de lado los detalles de la relación entre *A* y *Z* para distintos elementos químicos, está claro que el núcleo contiene el doble de la materia necesaria para dar razón de su carga eléctrica. ¿De dónde sale esta materia adicional?

Una de las varias hipótesis que se barajaron fue que debía existir otra partícula, hasta entonces desconocida, que tuviera aproximadamente la misma masa del protón y que no estuviera cargada eléctricamente. A esta partícula se la denominó *neutrón*. Descubrir e identificar el neutrón se convirtió en la tarea de los físicos experimentales.

En 1932, el físico botánico James Chadwick se encontraba en Cambridge. Inglaterra, estudiando la llamada radiación del berilio. Se había descubierto que cuando partículas provenientes de fuentes radiactivas naturales chocaban contra un blanco hecho de una fina lámina metálica de berilio, el metal emitía una especie de radiación. Esta radiación no tenía carga eléctrica. Con ayuda de un dispositivo llamado cámara de niebla (y del que hablaremos más adelante), Chadwick observó que cuando la radiación de berilio incidía sobre un átomo de un gas como el nitrógeno o el helio, el átomo retrocedía, perdiendo un electrón en el proceso. En la cámara de niebla únicamente se pueden detectar partículas con carga eléctrica, de manera que Chadwick observó algo similar a lo que se muestra en la figura 7. La radiación de berilio entra por la parte izquierda del dispositivo, pero, puesto

que no tiene carga, no puede verse. Choca contra un átomo, haciéndole retroceder y perder un electrón. El átomo tiene, entonces, carga positiva y deja un rastro que se manifiesta como una línea oscura.

Chadwick realizó este experimento con átomos de diferentes tipos, y en cada caso midió su velocidad máxima de retroceso. Acumuló datos sobre colisiones con átomos de helio, nitrógeno y oxígeno, entre otros. A partir de estos datos, de los tamaños conocidos de los átomos en retroceso, y de algunas leyes sencillas de la física, se puede determinar la masa de la radiación de berilio. Cuando llevó a cabo los cálculos precisos para ello. Chadwick descubrió que la radiación desconocida consistía en partículas cuya masa era, esencialmente, la misma que la del protón (determinaciones posteriores mostraron que era ligeramente mayor). La radiación de berilio debía ser, por tanto, la pieza que faltaba en el núcleo, a saber, el neutrón. Por este descubrimiento. Chadwick recibió el Premio Nobel en 1935.

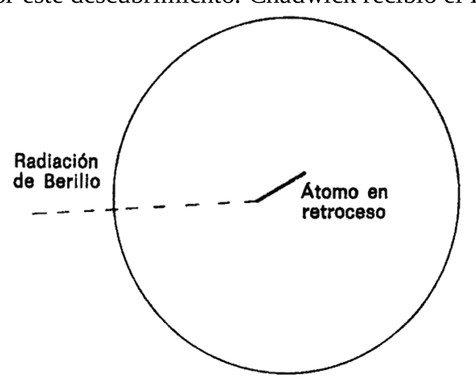


Fig. 7. Diagrama de lo que observó Chadwick en la cámara de niebla.

Una vez descubierto este último componente, el modelo atómico de la materia parecía satisfacer los criterios de simplicidad, de que hablábamos en el capítulo 1. La materia está compuesta por átomos que, aunque sean de muy distintas clases poseen los mismos constituyentes básicos: el protón, el neutrón y el electrón. De entre los tres, sólo dos, el protón y el neutrón, se encuentran en el núcleo. Por esta razón, a menudo nos referimos a ellos como *nucleones*. Es cierto que la cuestión de cómo los nucleones se mantienen unidos en el núcleo estaba aún sin resolver, pero esto era algo relativamente sin importancia comparado con la gran simplificación introducida con el modelo nuclear del átomo.

A la larga, el intento de resolver el enigma de la interacción fuerte acabó con esta simplificación; pero de ello hablaremos en capítulos posteriores. Ahora debemos discutir algunas propiedades muy interesantes del neutrón

LA INESTABILIDAD DEL NEUTRÓN

Como hemos mencionado en la sección anterior, la masa del neutrón es ligeramente mayor que la del protón. En realidad, la masa del neutrón es mayor que las masas del protón y electrón juntas. Así, por lo menos, en principio, es posible obtener un protón y un electrón a partir de la materia contenida en un neutrón. Esto nos lleva a considerar una de las más notables propiedades del neutrón: su inestabilidad.

Si (en sentido figurado) cogemos un neutrón y lo colocamos encima de una mesa, no permanecerá allí por mucho tiempo. Al cabo de unas centésimas de segundo habrá desaparecido y su lugar lo ocuparán un protón, un electrón y otra partícula de la cual hablaremos más adelante. En el lenguaje de la física de partículas se dice que un neutrón fuera del núcleo se «desintegra», y que los productos de esta desintegración incluyen un protón y un electrón. Dado que el neutrón es nuestro primer ejemplo de partícula inestable, vamos a ocuparnos con un poco de detalle de este proceso de desintegración. Más tarde, comprobaremos que prácticamente todas las partículas elementales comparten esta condición de inestabilidad.

Si observáramos un gran número de neutrones libres, nos daríamos cuenta de que no se desintegran todos al mismo tiempo. Más bien, veríamos producirse desintegraciones esporádicas a intervalos irregulares hasta que concluyera la transformación en los productos finales. Sería algo similar a lo que sucede cuando freímos palomitas de maíz en una sartén No todos los granos explotan a la vez. Cada uno lo hace a su debido tiempo.

Esto quiere decir que si empezamos, por ejemplo, con 1.000 neutrones y hacemos una gráfica representando el número de neutrones que quedan en función del tiempo que transcurrió, obtendremos una curva similar a la de la figura 8. El número de neutrones irá disminuyendo hasta que, al cabo de mucho tiempo, no quedará ninguno.

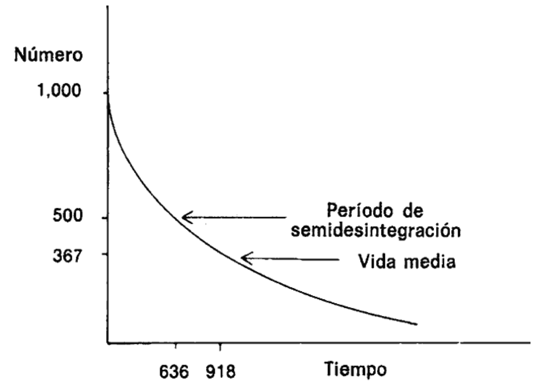


Fig. 8. Número de neutrones presentes de una muestra de 1.000 en función del tiempo.

No podemos, pues, predecir cuándo un neutrón particular se desintegrará. No hay manera de prever si un neutrón dado será el primero o el último en desintegrarse Podemos, sin embargo, hablar del tiempo medio de desintegración de los neutrones de la muestra, es decir, del tiempo que tarda una fracción dada de los neutrones originales en descomponerse. La manera más común de describir los tiempos de desintegración es por medio del *período de semidesintegración* de la muestra. Este es el tiempo necesario para que el número original de partículas se reduzca a la mitad. En la gráfica se puede ver que si dispusiéramos de 1.000 neutrones en el instante inicial, quedarían 500 cuando hubieran transcurrido 636 segundos El período de semidesintegración del neutrón será, pues, de 636 segundos.

Aunque el término «período de semidesintegración» se asocia generalmente con la física nuclear, es un concepto común a muchas ramas de la ciencia. Aparecerá, de hecho, siempre que la disminución de una magnitud dependa del valor actual de la misma. Si consideramos, por ejemplo, una reacción química entre dos sustancias y representamos la cantidad presente de una de ellas en función del tiempo, obtendremos una curva análoga a la de la figura 8.

Otra manera común de medir el tiempo de desintegración de una partícula consiste en considerar el tiempo que la muestra tardaría en reducirse a 1/2,718 = 0,367 = 36,7 por ciento de su tamaño original. El número 2,718 se designa usualmente por la letra *e* y es la base de los logaritmos neperianos. Aparece muy a menudo en el análisis matemático y también en leyes

matemáticas que describen fenómenos naturales. El tiempo que tarda una muestra en convertirse en 1/*e* de su tamaño original se llama la *vida media* de la muestra. Si la designamos por la letra *T.* entonces el número de neutrones presentes al cabo de un tiempo *t* vendrá dado por

$$N = N_0 e^{-tT}$$

donde N_0 es el número de partículas en la muestra original. La vida media del neutrón es de 918 segundos (cerca de 15 minutos).

Si un neutrón libre se desintegra en cosa de minutos, ¿cómo es posible que el núcleo atómico no deje de existir?, ¿por qué, por ejemplo, no se desintegran los seis neutrones del átomo de carbono?

La respuesta a esta pregunta se encuentra en una sutileza de la estructura nuclear. Cuando un neutrón libre se desintegra, el protón resultante de la desintegración puede ir a cualquier parte, dado que no hay otros protones a su alrededor Pero esto no ocurre en el interior del núcleo. Para que uno de los neutrones del átomo de carbono pueda desintegrarse, es preciso que el núcleo disponga de espacio suficiente para albergar el protón que se obtendría tras la desintegración Pero tanto en el carbono como en la mayoría de los demás núcleos, todos los lugares que el protón podría ocupar se encuentran ya ocupados por otros protones (Los detalles pertinentes dependen del llamado principio de exclusión de Pauli, del cual hablaremos en el capítulo 12.) Así, pues, los neutrones no se desintegran en el núcleo por la simple razón de que no hay lugar para los productos de la desintegración. Sirviéndonos de una analogía de la vida diana, podemos decir que el «parking» de protones del núcleo está lleno, de modo que el neutrón no puede «aparcar» el protón procedente de la desintegración De ahí que la mayoría de los núcleos comunes sean estables.

Hay núcleos, sin embargo, en los que el neutrón puede desintegrarse, y. de hecho, lo hace. Son núcleos inestables. Tras la desintegración del neutrón, los núcleos emiten un electrón y adquieren una unidad de carga positiva. Los electrones emitidos por estos núcleos constituyeron uno de los primeros tipos de radiación detectados Se llamaron rayos beta (llevó un tiempo considerable identificarlos como electrones), y así esta clase de reacción se denomina desintegración beta. El electrón emitido en tal proceso posee una gran energía y. por consiguiente, viaja a gran distancia del átomo paterno.

Tras la emisión de un rayo beta nos encontramos con un átomo cuyo núcleo tiene un protón de más. El átomo pasa a tener, por lo tanto, una carga neta positiva (dado que lo que sucede en su núcleo no afecta m mediatamente a los electrones en las órbitas). Generalmente, un átomo de estas características capturará pronto un electrón libre de su entorno, convirtiéndose de nuevo en eléctricamente neutro El resultado final será un nuevo átomo que cuenta con un protón y un electrón más que su predecesor. Así, puede pensarse que la desintegración beta de un núcleo realiza el viejo sueño alquimista de la transmutación de la materia.

EL NEUTRINO Y LA INTERACCIÓN DÉBIL

Hay un aspecto de la desintegración neutrónica que requiere especial atención. Cuando el neutrón se desintegra, se crean dos partículas cargadas: un protón y un electrón. Por tanto, la carga eléctrica total de los productos finales de desintegración es cero, exactamente como la carga del neutrón. Esto indica que la carga eléctrica es la misma antes de la desintegración beta que después. Decimos que la carga eléctrica se *conserva* en la reacción.

Este es un detalle importante, ya que no todas las cantidades se conservan. El número de partículas, por ejemplo, varía desde una (el neutrón) a más de una. El número de partículas es una cantidad que no se conserva en la reacción. La desintegración neutrónica se rige por una ley general que se cumple en todas las interacciones conocidas entre partículas elementales.

En todas las reacciones con partículas elementales, la carga eléctrica total es la misma antes y después de la reacción. Esto se conoce como la Ley de Conservación de la Carga Eléctrica.

Las leyes de conservación juegan un papel extremadamente importante en la física; no es pues, sorprendente, que inmediatamente se planteara la cuestión de si en la desintegración beta se cumplían otras leyes de conservación conocidas. Hay leyes, por ejemplo, que nos dicen que la energía de un sistema debe ser la misma antes y después de cada reacción,[1] y otras leyes que nos dicen lo mismo acerca del momento.

---

[1] El lector que no esté familiarizado con el concepto de la equivalencia masa-energía encontrará una discusión más detallada en el capítulo 4.

Si E_0 es la energía total del neutrón antes de desintegrarse, si la desintegración beta corresponde, de hecho, a la reacción $n \rightarrow p + e$, y si la energía se conserva, entonces las energías finales del protón y del electrón deben sumar E_0. De esto se deduce que si observamos dos desintegraciones cuyos protones resultantes tengan la misma energía, la energía de los dos electrones será también la misma.

¡Pues no es así!

Si observamos un gran número de desintegraciones todos cuyos protones tengan la misma energía, que podemos llamar E_P, y representamos el número de veces que vemos un electrón de energía dada como función, precisamente, de la energía, obtendremos una gráfica como la de la figura 9. Las energías del electrón tomarán todos los valores comprendidos entre un cierto valor mínimo E_{min} (correspondiente a un electrón casi en reposo) y el valor máximo permitido por la ley de la conservación de la energía, es decir. $E_0 - E_P$. El principio de la conservación de la energía nos dice que es ésta la energía que todos los electrones deberían tener. Sin embargo, el número de neutrones que alcanzan el valor máximo es, de hecho, cero.

¿Qué hay que hacer ante tal situación? Realmente, sólo existen dos maneras de atacar problemas de este tipo La primera es renunciar al principio de conservación de la energía (algo a que los físicos se muestran muy reacios, ya que esta ley parece cumplirse en todas partes). La segunda alternativa consiste en suponer que hay otra partícula en juego en la interacción, una partícula que por alguna razón no se detecta pero que se lleva la energía que falta Éste fue el camino que siguió en 1934 el físico italiano Enrico Fermi (quien más tarde construiría el primer reactor nuclear en la Universidad de Chicago). Continuando algunas especulaciones teóricas anteriores, supuso que la desintegración beta corresponde en realidad a la reacción $n \rightarrow p + e + \nu$, donde la letra griega ν (nu) representa la hipotética nueva partícula Esta partícula debe ser eléctricamente neutra (de lo contrario ya se habría detectado anteriormente; de ahí que se le diera el nombre de *neutrino* (el pequeño neutrón). Si tal partícula existe, ella será la responsable de acarrear la energía desaparecida en una desintegración beta. De este modo, todas las leyes físicas de conservación permanecen intactas.

Establecer la existencia del neutrino, sin embargo, no es tarea fácil. Dado que no está eléctricamente cargado, no puede actuar sobre los electrones de los átomos como lo hacen otras partículas, de manera que detectores tales como el contador Geiger no pueden descubrir su presencia. A

diferencia del neutrón, no produce retrocesos apreciables en los núcleos con los que choca. El neutrino, al igual que el fotón, no tiene masa pero además interacciona muy raramente con el resto de la materia. Una manera de calibrar lo infrecuente que es esta interacción consiste en calcular el grosor que debe tener una placa de plomo para que un neutrino tenga una buena probabilidad de interaccionar con al menos uno de sus átomos. Para el neutrino que resulta de los cálculos de Fermi, la respuesta no viene dada en términos de metros, ni siquiera de kilómetros sino de *¡años luz!* En otras palabras, si se extendiera un tubo de plomo macizo desde la Tierra hasta la estrella más próxima y se soltara un neutrino dentro del tubo en este momento, aparecería en Alfa Centauri dentro de cuatro años sin haber perturbado uno solo de los átomos del tubo.

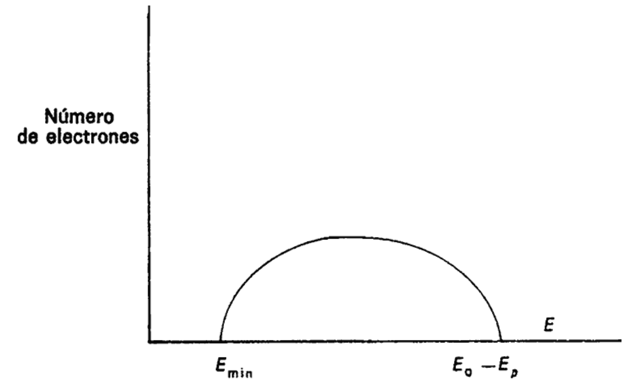


Fig. 9. Número de electrones de cada posible energía en la desintegración.

Esta propiedad del neutrino planteaba ciertas dificultades a los físicos que querían detectarlo. Como hemos visto, una partícula sólo es detectable cuando actúa sobre algo produciendo algún cambio. Para una partícula eléctricamente cargada, este cambio equivale a crear electrones libres. Para un neutrón, significa hacer retroceder a un ion pesado. Pero siempre, para que sea posible observar una partícula, algún tipo de interacción debe tener lugar.

Si el neutrino es realmente tan reacio a interactuar como parece, la única manera de «verlo» es haciendo pasar un gran número de ellos a través de un detector de manera que la baja probabilidad de interacción se compense con el gran número de neutrinos. Así fue como el neutrino se detectó por

primera vez en el año 1956 (casi 20 años después de que Fermi creara su teoría de la radiactividad beta). La fuente del «flujo» de neutrinos fue un reactor nuclear (daremos los detalles experimentales más tarde). En la actualidad, la existencia del neutrino se acepta ya completamente y. de hecho, se producen rutinariamente para propósitos experimentales en los grandes aceleradores de partículas de todo el mundo.

Así, la introducción del neutrino deja a salvo algunos estimados principios de la física mientras que pasa a engrosar la lista de partículas elementales. Las reacciones en las que el neutrino toma parte, como la desintegración beta, son reacciones muy lentas. Se llaman por este motivo *interacciones débiles,* para distinguirlas de las interacciones nucleares fuertes que presumiblemente ocurren en tiempos mucho más cortos. El estudio de la interacción débil ha jugado un importante papel en el desarrollo de nuestro conocimiento de las partículas elementales.

UN COMENTARIO SOBRE LA ESTABILIDAD

Con el neutrón hemos penetrado en un sistema en el que las partículas no retienen su identidad, sino que se desintegran y dan lugar a otras partículas al cabo de un cierto tiempo. *Cada nueva partícula que estudiaremos de ahora en adelante será inestable.* De hecho, de entre las partículas que tienen masa, sólo el protón y el electrón son estables. En último término, cualquier otra partícula debe desintegrarse en una combinación de fotones, neutrinos, protones y electrones.

No cabe duda de que, como todas las afirmaciones de índole científica, la aserción de que el protón es estable sólo se puede mantener si las observaciones se encargan de corroborarla. El hecho de que nadie haya observado la desintegración de un protón no quiere decir que no se pueda producir. Lo más que podemos hacer es analizar los experimentos que se han llevado a cabo para desintegrar el protón y ver qué límites impone su fracaso en nuestro conocimiento

Una manera de hacerlo es preguntamos cuál es el valor mínimo de vida media del protón que es consistente con los experimentos realizados. Dado que hay un gran número de protones a nuestro alrededor, una vida media muy larga (y consecuentemente una probabilidad pequeña de que un protón se desintegre ante nuestros ojos) se puede compensar observando un gran

número de protones Hoy en día se acepta que la vida media del protón debe ser mayor de 10^{32} años. Esto significa, como vimos al hablar del neutrón, que si tenemos 1.000 protones en un determinado momento, pasados 10^{32} años sólo quedarán 367.

Para hacernos una idea de la magnitud del tiempo que estamos barajando, recordemos que la Tierra tiene una edad de unos cinco mil millones de años (5×10^9) mientras que la edad del Universo se estima en poco más de 10^{10} años. Esto quiere decir que si en el momento en que se formó el Universo había 1.000 protones, ¡ni uno solo se habrá desintegrado todavía!

Así, cuando decimos que el protón es estable lo que pretendemos señalar es que su vida media es, como mínimo, muchos órdenes de magnitud más grande que la vida media del Universo; por tanto, para todos los propósitos prácticos la cuestión de su estabilidad absoluta no tiene ninguna importancia.

En contraste, hay muchas sustancias radiactivas —por ejemplo, el uranio— con vida media del orden de los mil millones de años. Una vida media de este orden se puede medir fácilmente con las técnicas modernas. Además, a diferencia del caso del protón y del electrón, estas desintegraciones son observables en la naturaleza.

A título de referencia, digamos que la vida media del electrón se sabe que es mayor de 10^{21} años y que, al igual que ocurre con el protón, su desintegración nunca ha sido observada.

UN RECUENTO PROVISIONAL

Con el descubrimiento del neutrón, la imagen del átomo de Rutherford y Bohr pareció ser bastante completa. Había dos partículas elementales —los nucleones— que formaban el núcleo del átomo. Alrededor del núcleo orbitaba una tercera partícula, el electrón. Estas tres partículas podían identificarse con los constituyentes fundamentales de la materia que los griegos habían postulado y a cuya búsqueda nos hemos referido como uno de los objetivos básicos de la ciencia Como señalábamos en el capítulo 1, una cuarta partícula —el fotón— puede concebirse como la pieza básica de la radiación. No es exactamente una pieza en el sentido en que un ladrillo lo es de un edificio, pero es ciertamente una partícula que está presente en la naturaleza y que debe formar parte de nuestra lista de cosas elementales.

Las propiedades poco comunes del neutrón —especialmente su desintegración— llevaron a la introducción (y a la posterior detección) de una quinta partícula, el neutrino. Al igual que el fotón, el neutrino no tiene masa y no es una pieza fundamental en el sentido estructural de la palabra. Sin embargo, está tan íntimamente ligado a la interacción débil y a la desintegración del neutrón que debe añadirse a la lista Hasta ahora pues, nuestra lista incluye cinco partículas elementales.

Al mismo tiempo que se llevaban a cabo las investigaciones experimentales que condujeron al descubrimiento de estas cinco partículas, en la década de los veinte se estaba también desarrollando el marco teórico donde inscribir la física del átomo. La nueva ciencia se denominó Mecánica cuántica (en analogía al estudio del movimiento de los cuerpos macroscópicos o Mecánica clásica). Los conceptos de esta nueva teoría ya son bien comprendidos y aceptados en el mundo científico, pero son lo suficientemente insólitos para que les dediquemos el siguiente capítulo.

3. Una nueva física para un mundo nuevo

Un fenómeno no es un verdadero fenómeno hasta que no es un fenómeno observado

JOHN A. WHEELER, físico teórico

El hombre debe ver, y no simplemente mirar.

LOUIS L'AMOUR. «The Quick and the Dead»

LA FÍSICA DEL ÁTOMO

Imaginemos a un marciano aficionado a los idiomas que tras grandes esfuerzos ha conseguido aprender alemán y francés. Supongamos que ha trabajado tan arduamente en el aprendizaje de estas lenguas que ha llegado a creer que son las únicas que se hablan en la Tierra. Imaginemos finalmente que debido a su dominio de estos idiomas ha sido elegido para formar parte de la primera expedición marciana enviada a la Tierra, y que la nave espacial en que viaja aterriza en el centro de los Estados Unidos. ¿Qué ocurrirá entonces?

La primera cosa que nuestro marciano va a descubrir es, sin duda, que la lengua que hablan los nativos con los que entra en contacto es muy misteriosa. Algunas de las palabras del idioma (como *hand*) parecen alemanas y otras palabras (como *cinema)* parecen francesas. Si insiste en que el francés y el alemán son los dos únicos idiomas de la Tierra, llegará a la conclusión de que el idioma que escucha es paradójico, puesto que algunas veces se comporta como uno y otras veces como el otro. A su regreso a Marte, los filósofos podrán llegarse a plantear el problema de «La dualidad Francés-Alemán» y preguntarse si la mente marciana es capaz de entender el significado profundo de las lenguas de la Tierra.

Es fácil ver en este ejemplo la raíz del problema: nuestro amigo marciano ha partido de una hipótesis errónea. No hay ninguna razón por la que un idioma tenga que ser o bien francés o bien alemán. Si acepta este hecho, se dará cuenta en seguida de que el inglés es un idioma distinto, con su

gramática y vocabulario propios, si bien tiene alguna semejanza tanto con el francés como con el alemán.

De algún modo, el mapa de la Física es similar al mapa lingüístico de la Tierra. Así como los idiomas que se hablan en distintos lugares de la Tierra son diferentes, también lo son las leyes que gobiernan los distintos aspectos de la Física. En el capítulo 2 vimos lo pequeños que son el átomo y sus constituyentes, comparados con el tamaño de las cosas de la vida cotidiana No debería sorprendernos, pues, que el comportamiento de las partículas subatómicas sea muy diferente del comportamiento de las partículas en el mundo macroscópico De hecho, dar por sentado que el átomo se comporta de la misma manera que los objetos familiares que nos rodean, es un error parecido al que nuestro marciano lingüista cometió cuando supuso que los únicos idiomas hablados en la Tierra eran los que él conocía,

Cuando, en los años veinte, los físicos empezaron a estudiar seriamente las partículas elementales, conocían bien dos tipos de fenómenos por su experiencia con objetos a gran escala. Se trataba de las *panículas* y las *ondas*. Las partículas se asemejan a pelotas de tenis; ocupan una región específica del espacio, pueden moverse de un lugar a otro y se pueden describir en términos de su posición y de su velocidad en cada instante. Las ondas también nos son familiares (pensemos en las olas acercándose a la playa). Se mueven de un lugar a otro como las partículas pero no son localizables en ningún punto específico La cresta de una onda se puede desplazar con una cierta velocidad, pero la onda en sí se esparce sobre el área comprendida entre dos crestas sucesivas. Para describir una onda debemos especificar su velocidad y la distancia entre sus crestas, es decir, su longitud de onda. Como cabe esperar de su distinta naturaleza, las partículas y las ondas se comportan de manera diferente en el mundo macroscópico.

Con estos antecedentes no es de extrañar que cuando los físicos empezaron a investigar las partículas elementales, en vez de preguntarse: «¿qué son?», se preguntarán: «¿son partículas o son ondas?» En este sentido, se comportaban como el lingüista marciano que creía que todo lo que iba a encontrar debía ser como las cosas que ya conocía. Y al igual que el marciano pronto se encontró con algo que no encajaba en su esquema conceptual, lo mismo les ocurrió a los primeros físicos de partículas. Descubrieron que los electrones, que normalmente exhiben el tipo de localización asociado a las partículas, podían comportarse como ondas en ciertas condiciones especiales. También, la luz, que normalmente se comportaba como una

onda, podía presentar caracteres de partícula En el mundo subatómico nada, en última instancia, se comportaba exactamente como una onda o exactamente como una partícula. Este estado de cosas era profundamente turbador para los físicos. Acuñaron el término *dualidad onda-partícula* para hacer referencia a esta característica de los objetos que estaban estudiando. Los filósofos se apropiaron de la expresión y la usaron para «demostrar» que existen límites inherentes a lo que el método científico puede descubrir.

Sin embargo, en términos de nuestra analogía marciana debemos reconocer que la dualidad onda-corpúsculo no es debida a ningún comportamiento paradójico de las partículas elementales, sino simplemente al hecho de que no nos hicimos la pregunta adecuada. Si hubiéramos preguntado: «¿Cómo se comporta una partícula elemental?» en lugar de preguntar «¿se comporta como una partícula o como una onda?», hubiéramos sido capaces de dar una respuesta perfectamente razonable. Una partícula elemental no es una partícula en el sentido en que lo es una bala de revólver, pero tampoco es una onda como las olas del mar. Exhibe propiedades que se asocian normalmente con cada una de estas cosas, pero constituye un tipo de fenómeno completamente nuevo. En este sentido es como el idioma inglés de nuestra analogía marciana (tiene rasgos en común con cosas conocidas, pero no es ninguna de estas cosas, se trata de algo nuevo).

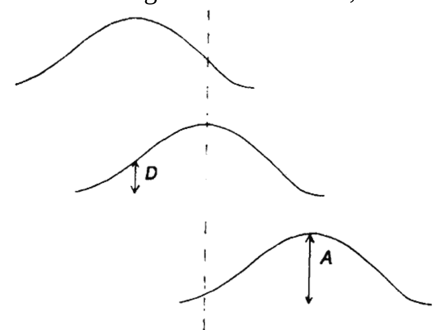


Fig. 10. Propiedades importantes de la onda.

A más de medio siglo de distancia, es fácil ver cuán bizantino era el debate sobre la dualidad onda-corpúsculo que se sostuvo en los años veinte. Sin embargo, debemos evitar la crítica fácil. Quién sabe si dentro de cincuenta años nadie podrá poner de relieve el poco sentido de alguno de *nuestros* grandes debates actuales.

Una vez comprendido que el electrón no es ni partícula ni onda debemos preguntarnos: «¿Qué es, pues?» Una respuesta completa a esta pregunta requeriría una larga exposición de la Mecánica cuántica Dado que no tenemos espacio para ello, voy a resumir algunos de sus resultados. Cuando los físicos dicen de algo que es una onda, lo que realmente quieren decir es que su comportamiento se puede describir de acuerdo con una cierta ecuación, la llamada ecuación de onda. De una onda en el agua, por ejemplo, esta ecuación predice todas las propiedades relevantes (la rapidez con que se mueve, su altura con respecto a la superficie normal del agua y su forma). Todo ello se ilustra en la figura 10. Cuando la onda pasa por un punto, el agua sube hasta alcanzar la altura máxima de la onda Esta altura se designa por *A* en el diagrama y se llama la amplitud de la onda Es un número que caracteriza la onda.

Otra característica de una onda es su forma. Una manera de describirla es indicando la altura del agua en cada instante y en cada punto de la onda. En la figura, esta altura se designa por *D.* La altura de la onda en un punto arbitrario se llama *elongación.* Es evidente que la amplitud es el máximo valor de la elongación.

La ecuación de onda está escrita en el lenguaje del Cálculo Diferencial. Nos indica la relación que existe entre la elongación de la onda, el tiempo y las propiedades de medio en que la onda se mueve. Dado que no hay ninguna razón para que una onda en el agua deba tener las mismas propiedades que una onda análoga en el alcohol, son las propiedades del medio las que en último término determinan la velocidad de la onda Gracias al análisis matemático de las ondas, si damos a un físico la forma de una onda en un instante dado, él es capaz de predecir dónde estará la onda y qué forma tendrá en cualquier instante posterior.

No es, pues, sorprendente que a medida que se iban acumulando las pruebas de que el electrón poseía algunas propiedades normalmente asociadas a las ondas, alguien intentara describir al electrón por medio de la ecuación de onda. Y así lo hizo en 1926 el físico teórico austríaco Erwin Schrödinger. Schrödinger llamó *función de onda* a la elongación de la «onda electrónica» y la designó por la letra griega ψ (psi). Aunque no sabía lo que la función de onda significaba en términos de las propiedades del electrón. Schrödinger descubrió que su ecuación le permitía resolver muchos de los importantes problemas científicos de su tiempo (la estructura del átomo de hidrógeno, por ejemplo). Así, la afirmación de que el electrón

exhibe propiedades normalmente asociadas a las ondas fue transformada por Schrödinger en una descripción matemática precisa de la «onda electrónica».

¿Qué es la función de onda? Algunos físicos de la época interpretaron el desplazamiento de la onda electrónica como si fuera real, en el sentido de que el «verdadero» electrón se hallaba esparcido y la elongación medía la porción del electrón que ocupaba cada punto del espacio. Quedó en manos de Niels Bohr, en Copenhague, proporcionar lo que hoy en día se acepta como la interpretación satisfactoria de la función de onda. Bohr argumentó que había demasiada evidencia de las propiedades corpusculares del electrón para aceptar que éste se hallara esparcido a lo largo de una onda clásica. Dijo que debíamos imaginar el electrón como un objeto localizado, y que la elongación de la onda electrónica de Schrödinger en un punto particular estaba relacionada matemáticamente con la *probabilidad* de que al efectuar una medida encontráramos al electrón ocupando tal punto. De acuerdo con esta interpretación, la ecuación de Schrödinger expresa las propiedades de una *onda de probabilidad.* Si conocemos la función de onda podemos determinar la probabilidad de que un electrón se encuentre en un punto dado.

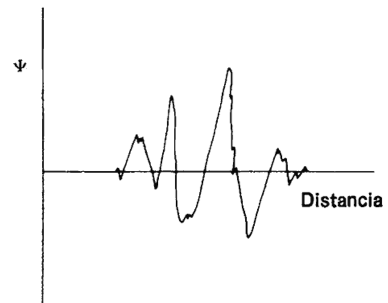


Fig. 11. Posible representación de la función de onda de una partícula elemental.

Una de las posibles representaciones de la función de onda de una partícula elemental se da en la figura 11. Mientras la onda va pasando por un punto, la probabilidad de hallar el electrón en tal punto irá cambiando. Podemos calcular cuál será su valor en cada instante por medio de la ecuación de Schrödinger. De hecho, la probabilidad de encontrar el electrón en un punto dado es igual al cuadrado de la función de onda que se obtiene de la ecuación de Schrödinger. Es decir $P = \psi^2$.

Una onda confinada en una región definida del espacio, como la que se representa en la figura, constituye un llamado paquete de ondas. La mayoría de las partículas elementales se describen en términos de ondas de este tipo. De una tal descripción se sigue que la partícula posee tanto propiedades corpusculares como propiedades ondulatorias. Por una parte, el paquete de ondas está confinado en una región relativamente pequeña del espacio (propiedad normalmente asociada a las partículas), pero, por otra, el paquete es en sí mismo una onda. Además, esta concepción concuerda con el hecho de que cualquier medición que hagamos mostrará una partícula puntual en algún lugar de la región ocupada por el paquete de ondas.

Pero entonces, ¿no estamos en realidad sugiriendo que el electrón es, de hecho, una partícula puntual clásica? y ¿no es acaso esta interpretación probabilística un velado reconocimiento del hecho de que no podemos detectar la posición exacta del electrón porque, simplemente, no tenemos instrumentos lo bastante precisos para hacerlo? Es tentador dejarse seducir por este razonamiento que, de algún modo, devolvería algo de familiaridad al mundo subatómico. De todos modos, cuando intentamos medir procesos subatómicos, nos encontramos con ciertas dificultades que nos llevan a conclusiones todavía más insólitas que la idea de una onda de probabilidad.

EL PRINCIPIO DE INCERTIDUMBRE

La Física es una ciencia que, en último término, se basa en nuestra capacidad de observar y medir el mundo que nos rodea. La mera superación de detalles prácticos que hacían difícil la medición precisa de alguna magnitud ha dado lugar a avances cruciales en la historia de la ciencia. Por ejemplo, en el año 1572 el astrónomo danés Tycho Brahe, usando instrumentos mucho más precisos que los que se conocían hasta entonces, demostró que una nova observada en el firmamento se hallaba tan lejos de la Tierra como el resto de las estrellas. Con esto refutaba la idea aristotélica de acuerdo con la cual el cielo, por ser perfecto, no podía sufrir ningún cambio. El concepto de medición también ocupa un papel fundamental en la historia de la Mecánica cuántica.

Debemos hacer una distinción muy clara entre la medición misma y la precisión con que se mide. Supongamos, por ejemplo, que queremos medir nuestra propia estatura. Podemos hacerlo colocándonos de espaldas a una

pared, pidiendo a otra persona que marque en ella nuestra altura, y midiendo al fin la distancia entre la marca y el suelo. Así obtendríamos un número (1,80 metros, por ejemplo), que sería el resultado de la medición.

¿Qué precisión hemos conseguido? Podemos descubrirlo midiéndonos de nuevo. Puede ocurrir que en la nueva medición adoptemos una postura más relajada o que nuestro ayudante haga una estimación distinta del punto en la pared que corresponde a la parte superior de la cabeza. Hay muchas cosas que pueden ser distintas en esta segunda medición, de modo que cabe esperar que el resultado obtenido sea algo diferente. La nueva medida podría ser, por ejemplo, de 1 metro 81 centímetros. Un tercer intento podría dar como resultado 1 metro 79 centímetros y una cuarta medición podría damos de nuevo el valor de 1 metro 80 centímetros. Si representamos en una gráfica el número de veces que obtenemos una cierta altura en función de la altura medida, el resultado será algo parecido al diagrama de la parte izquierda de la figura 12.

Un diagrama de este tipo recibe el nombre de histograma. Este histograma particular nos muestra dos cosas. En primer lugar, nos indica que todas las medidas oscilan alrededor del metro ochenta, y, en segundo lugar, que 1 metro 80 centímetros es la media de todas las medidas Así, podríamos decir que nuestra estatura era de exactamente 1 metro 80 centímetros.

El histograma muestra también que hay cierta dispersión en los resultados de las mediciones; varían de unas a otras. La amplitud de esta dispersión nos da una idea de la precisión con que se ha medido En el histograma de la figura, por ejemplo, hay medidas 2 cm por debajo y 2 cm por arriba de la media, aunque la mayor parte de ellas sólo difieren en 1 cm del valor medio. Podemos concluir que la altura real no es ni 1 m 77 cm, ni 1 m 83 cm, que no es probablemente 1 m 78 cm, o 1 m 82 cm, pero que puede ser 1 m 79 cm o 1 m 81 cm. La amplitud de la dispersión que muestra el histograma nos dice algo sobre la seguridad que podemos tener de que el valor medio obtenido sea el correcto; en otras palabras, nos dice cuál es la incertidumbre de nuestra medición.

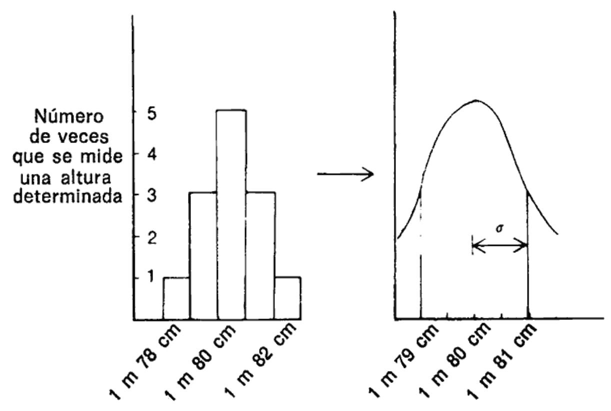


Fig. 12. Resultados de la medición de la altura discutida en el texto. Cuando el número de mediciones es grande, el histograma de la izquierda se convierte en la curva continua de la derecha.

Podemos dar una definición más precisa del concepto de incertidumbre imaginando que medimos nuestra altura un gran número de veces. En este caso, el histograma se convertirá en una curva continua como la que se muestra en la parte derecha de la figura 12. Esta curva es la llamada distribución normal (o distribución de Gauss) de las medidas obtenidas. La cantidad que hemos designado por la letra griega o (sigma) es la desviación típica. Se define como la distancia desde el centro de la curva a menos de la cual se encuentran el 68% de las medidas. Así, si la gráfica corresponde 1.000 medidas. 680 de ellas se encontrarán entre +σ y –σ de la media. En este ejemplo, σ ≅ 1 cm.

La desviación típica de un gran número de lecturas de un resultado experimental puede, por tanto, ser considerada como una medida de la precisión del experimento y. por la misma razón, como una medida de la incertidumbre con que conocemos el verdadero valor de la magnitud medida. En el ejemplo de la medición de nuestra altura, la incertidumbre se debe a un número de factores que pueden modificar los resultados de la medición (nuestra postura, el criterio del ayudante, la precisión con que se puede leer la cinta métrica empleada, etc.). Sin embargo, no sería muy difícil diseñar un experimento de manera que la incertidumbre fuera menor que 1 centímetro. Se podría, por ejemplo, realizar todas las mediciones mientras estuviéramos echados en el suelo, eliminando así el problema de la postura, y

usar aparatos precisos para determinar el extremo de la cabeza. No existe ningún hecho, en principio, que impida medir la estatura con una precisión de centésimas de centímetro o de milésimas de centímetro. De hecho, en el mundo de la Física Clásica no hay razón por la cual la incertidumbre de nuestra medición no pueda ser cero. Las únicas limitaciones tienen que ver con el coste y la precisión de los instrumentos de medida.

La segunda observación importante sobre la medición de la estatura es que seguiremos siendo la misma persona después de la medición Quiero decir con esto lo siguiente: si además de la estatura, queremos saber nuestro peso, también podemos, en principio, determinarlo con toda precisión. Además, el hecho de haber medido previamente la estatura no afectaría la medida de su peso. En el lenguaje recién introducido diríamos que en el mundo clásico es posible medir a la vez el peso y la estatura con incertidumbre cero.

En el mundo atómico, la situación cambia en un aspecto muy importante. Si bien es posible en principio medir una magnitud con incertidumbre cero, el hecho de llevar a cabo la medición puede hacer imposible, incluso en principio, medir otra magnitud con el mismo grado de precisión. Es como si el hecho de medir la estatura con gran precisión implicara que sólo pudiéramos medir el peso con muy poca precisión o viceversa. Veamos cómo se explica esta sorprendente situación.

Cuando decimos que medimos u observamos algo en el mundo macroscópico, siempre tenemos presente —por lo menos implícitamente— algún método que nos permite interaccionar con el objeto observado. Al medir la estatura, por ejemplo, nuestro ayudante miraba la parte superior de la cabeza, en cuyo caso estaba viendo luz que previamente había interactuado con nosotros, o bien apoyaba una regla sobre nuestra cabeza para ver dónde hacer la señal en la pared. La determinación de la altura se basaba implícitamente en la hipótesis de que la interacción con el objeto medido no iba a modificarlo de una manera apreciable. Es decir, se podía ignorar el acto de observación en sí. Cuando hablamos de objetos macroscópicos, esta suposición es perfectamente razonable. Nadie plantearía seriamente la cuestión de que la altura de alguien puede cambiar por el simple hecho de mirar su cabeza. Es una idea demasiado ridícula para tenerla en cuenta.

¿Por qué es así?

Obligados a dar una respuesta, razonaríamos más o menos como sigue: Los fotones que constituyen la luz visible son tan pequeños y tienen tan

poca energía que no pueden afectar en modo alguno un objeto grande como un ser humano. Así es como el físico clásico siempre ha justificado la hipótesis de que el observador no afecta lo observado. Naturalmente esta suposición es razonable si el objeto observado es muy grande comparado con aquello que interactúa. Pero, *¡este argumento no sirve para las partículas elementales!* Si queremos «ver» un electrón, debemos hacerlo interactuar con un fotón o con alguna otra partícula. En cualquier caso no podemos seguir argumentando que la interacción es negligible, ya que el objeto que estamos midiendo y la sonda que usamos para ello tienen un tamaño y una energía del mismo orden. Este simple hecho es el fundamento físico de una de las más famosas leyes de la Mecánica cuántica, el principio de incertidumbre. Descubierta en 1927 por Werner Heisenberg, esta ley establece que existen situaciones en el mundo subatómico en las que no es posible, ni tan sólo en principio, conocer al mismo tiempo los valores de dos magnitudes diferentes de una partícula elemental, ya que el hecho de medir la primera interfiere con nuestra capacidad de medir la segunda. Antes de dar una definición precisa del principio de incertidumbre, veamos cómo funcionaría en nuestra analogía peso-estatura.

Supongamos que, por alguna razón, la única manera de medir la estatura y el peso de una persona sea mediante el siguiente extraño procedimiento: La persona se tiende en el suelo y alguien lanza monedas desde arriba. Algunas de las monedas darán en el cuerpo de la persona, mientras que otras incidirán en el suelo. Observando el lugar en que las monedas caen justamente por encima de su cabeza podremos hacer una estimación de su estatura. (Aunque éste no es probablemente un buen sistema para medir estaturas, sí que se parece, en cambio, a la manera como medimos los tamaños de los átomos y de los núcleos.)

Algunas de las monedas que el observador ha lanzado habrán ido a parar al suelo, mientras que otras quedarán entre las ropas de la persona medida. Así, si ahora la pesamos, la báscula nos dará un valor numérico, pero este número no será el peso de la persona, sino que será su peso real más el de algunas de las monedas empleadas al medir su altura. En este ejemplo diríamos sin duda que la acción de medir la altura de la persona da lugar a una indeterminación en la medida de su peso; y que los procesos de medir la estatura y el peso interfieren el uno con el otro. Les invito a pensar en un método de medir el peso que interfiera con la posterior medición de la altura.

El principio de incertidumbre se enuncia así: Si llamamos Δx a la indeterminación de la posición de un objeto y Δp a la indeterminación de su momento (es decir, del producto de su masa por su velocidad), entonces en cualquier intento de medir estas dos cantidades, el producto de las incertidumbres viene dado por $\Delta x \times \Delta p > h$, donde el símbolo > significa «mayor que» y h es la constante de Planck. El valor de h cuando medimos la masa en gramos y la longitud en centímetros es $h = 6{,}62 \times 10^{-27}$.

Hay varias cosas que comentar sobre este principio. En primer lugar, la constante de Planck es un número muy pequeño; así, en lo que respecta a objetos macroscópicos, los límites que el principio de incertidumbre impone a nuestras mediciones son realmente muy pequeños.

Por ejemplo, si tenemos un objeto, o cualquier otra cosa, que pesa 300 gramos, digamos una manzana, y determinamos su posición con una exactitud de millonésimas (10^{-6}) de centímetro, entonces el principio de incertidumbre nos dice que el error mínimo al determinar su velocidad debe ser mayor que

$$\Delta p > h / 10^{-6} = 6{,}62 \times 10^{-21}$$

$$\Delta V > (6{,}62 \times 10^{-21}) / 300 = 2{,}2 \times 10^{-23} \text{ cm/seg}$$

Decir que la indeterminación en el valor de la velocidad de la manzana ha de ser mayor que este número no es decir mucho, ya que en el mundo macroscópico cualquier medición real introducirá un error mucho mayor. La pequeñez de la constante de Planck justifica que en el mundo macroscópico podamos ignorar la interacción del observador con el objeto observado.

Ahora bien, si el objeto considerado fuera un protón y si la indeterminación en su posición fuera 10^{-8} centímetros (que como se recordará es el tamaño aproximado del átomo), entonces la indeterminación en su velocidad sería

$$\Delta V > h / m\Delta x = (6.62 \times 10^{-27}) / (1{,}7 \times 10^{-32}) = 3{,}9 \times 10^{5} \text{ cm/seg}$$

donde hemos usado el resultado obtenido en el capítulo 2 de que la masa del protón es de $1{,}7 \times 10^{-24}$ gramos. En este caso, la indeterminación de la velocidad es bastante grande, probablemente tan grande como la misma velocidad del protón. Vemos, pues, que en el nivel cuántico el principio de incertidumbre juega un papel fundamental.

Quizá la mejor manera de comentar las implicaciones del principio de incertidumbre sea dar una relación de las cosas que no implica.

1. No implica que la posición de la partícula no pueda medirse exactamente

A menudo se encuentra la afirmación de que el principio de incertidumbre demuestra que es imposible medir tanto la posición como el momento de una partícula con toda exactitud, y de aquí se extraen innumerables conclusiones incorrectas. Un rápido vistazo a la ecuación que expresa el principio de incertidumbre muestra que éste no es el caso. Decir que medimos la posición de una partícula con toda exactitud quiere decir que la indeterminación de su posición, Δx, es cero. No hay nada en el principio de incertidumbre contrario a la posibilidad que Δx sea cero. Lo único que establece es que si $\Delta x = 0$, entonces Δp. la incertidumbre en el momento, debe ser infinita. En este caso, aún sería posible que el producto de las dos incertidumbres fuera mayor que h. El significado de esta posibilidad es que si queremos determinar la posición de una partícula exactamente, el proceso de medida necesario para ello alterará de tal forma la partícula que será imposible obtener ninguna información ulterior sobre su momento. Esta ausencia de información equivale a decir que el momento puede ser cualquier número, lo cual es justamente otra manera de decir que la indeterminación del momento es infinita.

2. No implica que la partícula tenga «realmente» una posición y un momento bien definidos, pero que, simplemente, no podemos medir ambos a la vez

El principio de incertidumbre sacude con tal violencia nuestras ideas sobre el mundo que es fácil caer en la tentación de entenderlo como una especie de limitación técnica respecto a lo que podemos medir, y no como una expresión de las diferencias fundamentales que existen entre el mundo macroscópico y el mundo subatómico. Preferimos pensar que la partícula tiene «realmente» una posición y un momento bien definidos (como los tiene una bola de billar) y considerar al principio de incertidumbre como un detalle técnico sin importancia.

Sin embargo, ¿qué sentido puede darse a una frase como «La partícula tiene realmente una posición y un momento precisos en cada instante, pero

no podemos medir ambos a la vez»? No hay experimentos que puedan verificar esta afirmación, ya que, como hemos visto, el hecho de medir una variable impone un límite a la precisión con que podemos determinar la otra. Mi opinión es que hacer una afirmación incapaz de ser verificada experimentalmente, ni tan sólo en principio, no es una manera demasiado rigurosa de hacer ciencia. El hecho de que la partícula tenga o no una posición y un momento bien definidos no influye en absoluto sobre nada de lo que podamos saber del mundo subatómico. En definitiva, este tipo de conjetura pertenece a aquella clase de afirmaciones que ni son verdaderas ni son falsas, simplemente carecen de sentido.

3. Si fuera posible encontrar una sonda cuya energía fuera muy pequeña comparada con la de las partículas elementales, desaparecería el principio de incertidumbre

Esta idea, en Mecánica cuántica, se conoce como la teoría de variable oculta. De acuerdo con nuestra discusión del fundamento físico del principio de incertidumbre, parece evidente que si se descubriera una nueva especie de partículas subatómicas capaces de interactuar con el electron (por ejemplo) de la misma manera que la luz lo hace con los objetos macroscópicos, entonces las mediciones efectuadas con estas partículas no perturbarían al electrón y podríamos soslayar el principio de incertidumbre.

Si bien esto es cierto, los científicos que han desarrollado las ideas de la variable oculta han demostrado que si estas partículas existiesen habría una serie de experimentos para los que la Mecánica cuántica ordinaria y la teoría de la variable oculta predecirían resultados distintos. Los experimentos que se han llevado a cabo tienden a dar razón a la Mecánica cuántica ordinaria; de modo que aunque en Física siempre es peligroso decir que algo es imposible, me parece altamente improbable que algo similar a una teoría de variable oculta pueda acabar con el principio de incertidumbre.

PARTÍCULAS VIRTUALES Y LA INTERACCIÓN FUERTE

En la sección anterior hablamos del principio de incertidumbre en términos de dos variables —posición y momento— que nos son familiares a

todos. Pero el principio de incertidumbre se aplica también a otros tipos de variables, como la energía y el tiempo. Si designamos por ΔE la incertidumbre en nuestro conocimiento de la energía de un sistema cuántico y por ΔE la incertidumbre respecto al tiempo en el que la energía del sistema toma un determinado valor, entonces un razonamiento análogo al que nos llevó a la relación entre posición y momento nos llevaría a la ecuación $\Delta E \times \Delta t > h$, donde h es, nuevamente, la constante de Planck, Todos los comentarios que hemos hecho sobre las implicaciones del principio de incertidumbre son válidos asimismo para esta relación.

Para interpretar este tipo de relación de incertidumbre, pensemos por un momento en lo que conlleva la medición de la energía de un sistema. Como en cualquier otro proceso de medida, sólo podemos observar el sistema usando algún tipo de sonda. Esta observación requerirá evidentemente un cierto tiempo (como mínimo el tiempo necesario para que la sonda interactúe con el sistema). Podemos interpretar Δt, la incertidumbre en el tiempo, como el tiempo necesario para llevar a cabo la observación. La incertidumbre ΔE representa nuestra incapacidad de obtener información sobre la energía del sistema en una escala de tiempo menor.

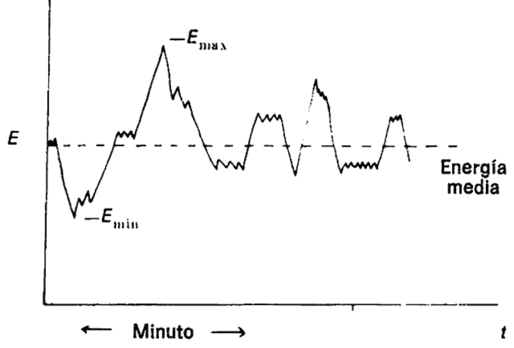


Fig. 13. Posible energía de un sistema en función del tiempo.

Supongamos, por ejemplo, que, debido a los instrumentos de que disponemos, necesitamos un minuto para medir la energía de un sistema. La medimos y obtenemos un valor; pero si alguien nos pregunta cuál era la energía del sistema a los 10 segundos o a los 50 segundos no sabremos responder. Lo único que sabemos es cuál fue la energía media del sistema durante aquel minuto. Es posible que la energía fluctuara en aquel tiempo

(v. fig. 13) de manera que unas veces tomara un valor por encima de la media u otras veces por debajo. En este caso, la imprecisión en la determinación del tiempo da lugar también a una indeterminación de la energía, dado que ésta pudo haber alcanzado el valor $E_{máx}$, o el valor E_{min} durante el intervalo de tiempo En los sistemas macroscópicos clásicos, desde luego, las indeterminaciones del tiempo y de la energía se pueden ir reduciendo simultáneamente a cero (por lo menos en principio).

En el mundo cuántico, sin embargo, esta reducción no es posible. Si la interacción de la sonda es instantánea (conociendo, así, el tiempo con exactitud y $\Delta t = 0$), entonces ésta no actúa durante el tiempo necesario para obtener alguna indicación de la energía, es decir $\Delta E = \infty$. Si la observación se prolonga lo suficiente para medir la energía con exactitud, entonces $\Delta t = \infty$ y $\Delta E = 0$. Como en el caso del momento y de la posición, se puede medir o bien uno o bien el otro exactamente, o bien ambos con una cierta imprecisión, pero no se pueden medir los dos a la vez con toda exactitud.

La relación de incertidumbre tiempo-energía da lugar a un concepto muy interesante en Física, el concepto de partícula virtual. En el capítulo 4 discutiremos las implicaciones de la famosa relación entre masa y energía, descrita por primera vez por Einstein, $E = mc^2$. Por ahora nos basta saber que la energía asociada a la masa de una partícula se puede incluir en la relación de incertidumbre igual que cualquier otra energía En particular, si tenemos una partícula de masa M y medimos su energía en un tiempo Δt, la indeterminación en la masa del sistema es

$$\Delta M > h / c^2 \Delta t$$

Si Δt es suficientemente pequeño, es posible incluso que la indeterminación en el valor de la masa sea lo bastante grande para que durante el tiempo Δt no podamos saber si en un punto dado del espacio hay una única partícula de masa M o un conjunto de partículas de masa $M + \Delta M$. En otras palabras, podríamos tener una sucesión como la ilustrada en la figura 14 en la que una partícula se convierte, por un instante, en un par de partículas. No hay medición alguna que nos pueda decir si esto ocurre o no. Decimos que en este proceso la partícula original «fluctúa» entre dos partículas, y llamamos al objeto adicional una *partícula virtual*.

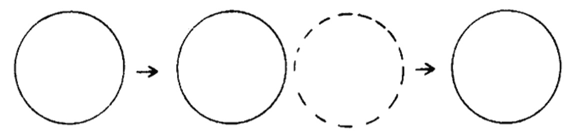


Fig. 14. Una partícula *(izquierda)* fluctúa entre sí misma y una partícula virtual *(centro)* y otra vez vuelve a convertirse en sí misma.

Para hacemos una idea del tiempo involucrado en este proceso de fluctuación, podemos preguntamos cuál debe ser Δt para que un protón aislado fluctúe entre un protón y una partícula adicional de la misma masa que el protón. Para este tipo de fluctuación, la incertidumbre en la masa es

$$\Delta M = M_P = 1{,}7\times10^{-24}\ \text{g}$$

y recordando que la velocidad de la luz es $c = 3\times10^{10}$ centímetros/segundo obtenemos

$$\Delta t > (6{,}6\times10^{-27}) / (9\times10^{20} \times 1{,}7\times10^{-24}) = 4{,}3\times10^{-24}\ \text{seg.}$$

La velocidad a la que el protón virtual puede viajar está limitada por la velocidad de la luz. Si nos preguntamos qué distancia puede recorrer a esa velocidad en el tiempo Δt, obtendremos

$$d = c\Delta t = 3\times10^{10} \times 4{,}3\times10^{-24} = 1{,}3\times10^{-13}\ \text{cm}$$

que es un valor cercano al tamaño mismo del protón.

Este cálculo tiene una interpretación muy interesante. Una manera de visualizar la aparición de una partícula virtual es pensando que «aparece furtivamente» cuando nadie está mirando. El Principio de Incertidumbre garantiza que pasará desapercibida siempre y cuando regrese «a casa» antes de que el tiempo Δt se haya consumido. En cierto sentido. El Principio de Incertidumbre juega en este proceso el mismo papel que el reloj del cuento de «La Cenicienta» (siempre que la partícula regrese a tiempo del baile, su carroza no se convertirá en el equivalente subatómico de una calabaza).

La distancia que la partícula virtual puede recorrer en el tiempo asignado es también una magnitud interesante. Supongamos que tenemos dos partículas ordinarias situadas a una distancia d_v. Puede entonces presentarse una situación en la que una de las partículas fluctúa entre sí misma y una partícula virtual de modo que, si la masa de esta última es tal que le permite

desplazarse una distancia d_v, antes de desaparecer, puede acabar siendo absorbida por la segunda de las partículas originales (fig. 15). A esto se le llama el intercambio de una partícula virtual y. de nuevo, el Principio de Incertidumbre nos dice que estos procesos se pueden producir sin que seamos capaces de detectar ninguna violación del Principio de Conservación de la Energía.

Hemos visto que la distancia que puede recorrer una partícula virtual cuya masa sea igual a la del protón es de aproximadamente 10^{-14} centímetros, aun el caso de que se mueva a la velocidad de la luz. Por otro lado, si la partícula virtual tiene una masa menor que la del protón, puede recorrer varias veces esta distancia. Por consiguiente, una partícula virtual de una masa de este orden puede ser intercambiada entre protones que se encuentren a vanos fermis de distancia. (En el capítulo 2 vimos que varios fermis equivalen al tamaño de un núcleo medio.)

En el año 1934, el físico japonés Hideki Yukawa, de la Universidad Imperial de Osaka, publicó un artículo decisivo en el que demostraba que si dos protones intercambian partículas virtuales, el resultado del intercambio es una fuerza atractiva entre los protones. Mostró también que si las partículas virtuales tuvieran más o menos 1/9 de la masa del protón (la proporción exacta no era importante), entonces el resultado neto del intercambio sería una fuerza lo bastante grande para superar la repulsión electromagnética entre los protones y mantenerlos unidos. En otras palabras, el intercambio de la partícula virtual generaría la enorme fuerza necesaria para mantener la cohesión del núcleo.

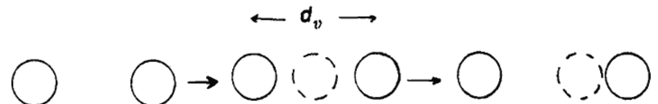


Fig. 15. Dos partículas pueden intercambiar una partícula virtual sin violar la conservación de la energía.

Para entender cómo un intercambio de partículas puede dar lugar a una fuerza, consideremos lo que sucedería durante el tránsito de la partícula virtual si ésta ejerciera una fuerza atractiva sobre los dos nucleones. Durante el breve instante de existencia de la partícula virtual cada nucleón sería atraído por ella. El resultado final sería la atracción de cada nucleón hacia el otro, induciendo a pensar a un observador externo que no viera el intercambio de la partícula virtual, que existía una fuerza atractiva entre los

dos nucleones. En la hipótesis de Yukawa, la nueva partícula tenía precisamente las propiedades para producir tal efecto.

Por supuesto, en aquel tiempo no se conocía ninguna partícula que tuviera una masa menor que la del protón y mayor que la del electrón. Pero Yukawa sugirió buscar lo que él llamó el cuanto *U* y que más tarde se denominaría *mesón* (es decir, el intermedio) en razón a su masa. Aunque expondremos la curiosa historia de la búsqueda de esta partícula en un capítulo posterior, hagamos ahora una pequeña digresión para hablar de las implicaciones de esta nueva idea de la interacción fuerte.

En primer lugar, ahora consideramos el núcleo no como una colección estática de protones y neutrones dispuestos como las piezas de una especie de rompecabezas sino como un sistema dinámico en el cual los mesones saltan zumbando de partícula en partícula. Se crean continuamente en un punto y se absorben en el siguiente, y este proceso es el que mantiene unido al núcleo. En cierto sentido los mesones constituyen el «cemento nuclear» que, como vimos, se necesita para comprender la estructura del núcleo.

Dado que tanto los protones como los neutrones pueden emitir y absorber mesones, es fácil ver el papel que los neutrones juegan en el núcleo. No tienen carga eléctrica, de manera que no contribuyen en la creación de las fuerzas electromagnéticas que tienden a separar el núcleo: pero, en cambio, colaboran con las fuerzas que lo mantienen unido Así juegan el doble papel de atenuar las fuerzas repulsivas e intensificar las fuerzas atractivas. No debería pues sorprendemos que la mayoría de los núcleos estables tengan tantos o más neutrones que protones.

Quizá más importante que la explicación de la interacción fuerte dada por Yukawa es la idea de que podemos pensar que una fuerza se debe al intercambio de partículas. Aunque hemos discutido esta idea únicamente para la interacción fuerte, los físicos modernos piensan que *todas* las fuerzas son debidas, en última instancia, al intercambio de partículas. La fuerza eléctrica, por ejemplo, se explica gracias al intercambio de fotones virtuales: la fuerza gravitatoria a partir del intercambio de partículas llamadas gravitones (que hasta ahora no se han detectado). Así, los principios de la Mecánica cuántica desarrollados por Yukawa nos sugieren una nueva manera de entender las fuerzas de la naturaleza, una manera que está íntimamente ligada a la estructura de la materia y a las partículas elementales.

Finalmente, y para no dar la impresión de que todo esto no es más que especulación, quisiera señalar que los experimentos de la física nuclear moderna suministran una gran (aunque indirecta) evidencia de la existencia de partículas virtuales. Cuando electrones de alta energía chocan con núcleos, el resultado de las colisiones parece indicar que, aunque por lo general los electrones encuentran nucleones, alguna vez uno de ellos se encuentra en el lugar preciso y en el instante adecuado y choca contra una partícula virtual en tránsito. En este sentido, las partículas virtuales existen.

4. Energía, materia y antimateria

Dos cosas iguales a una tercera son iguales entre sí.

EUCLIDES, «Los Elementos»

MASA Y ENERGÍA

Entre los numerosos resultados de la teoría de la relatividad, uno de ellos es extraordinariamente popular. Se trata de la famosa relación entre masa y energía, $E = mc^2$. Ya hemos visto que de esta ecuación se extraen consecuencias muy importantes en el mundo de las partículas elementales, consecuencias que conducen, en último término, a la idea de partícula virtual y al concepto de fuerza como resultado del intercambio de partículas virtuales. En este capítulo veremos que de esta ecuación se obtiene otra consecuencia para las partículas elementales: la existencia de antimateria. Pero antes de seguir adelante debemos ocuparnos de una pregunta muchas veces formulada sobre la ecuación de Einstein «¿Por qué aparece la velocidad de la luz en esta ecuación y no cualquier otra cosa como, por ejemplo, la velocidad del sonido?»

La respuesta a esta pregunta está íntimamente vinculada a la teoría de la relatividad, que es de donde procede la ecuación de Einstein. El postulado fundamental de esta teoría afirma que las leyes de la física son las mismas que todo observador, tanto si está en reposo como en movimiento. La relatividad pone mucho énfasis en las leyes de la física y, por tanto, cualquier cosa que en ellas se mencione ocupará un lugar especial en la teoría.

Las leyes que gobiernan los campos eléctrico y magnético se denominan ecuaciones de Maxwell, en honor a James Clerk Maxwell, el físico británico que las enunció en 1873. Estas ecuaciones predicen la existencia de ondas que pueden desplazarse a través del vacío y cuya velocidad está relacionada con magnitudes medibles experimentalmente, tales como las fuerzas entre cargas eléctricas y las fuerzas que se ejercen los imanes entre sí. Lo que llevó a Maxwell a identificar estas nuevas ondas con la luz fue

el hecho de que al introducir en su cálculo teórico los valores numéricos obtenidos al medir estas fuerzas, obtuvo que la velocidad de la onda era igual a 3×10^{10} cm/s, que es precisamente el valor de la velocidad de la luz En este sentido, la velocidad de la luz juega un papel transcendental dentro de la física, ya que forma parte a la vez de las leyes de la electricidad y del magnetismo. Ninguna otra velocidad juega un papel similar en las demás ramas de la física. Ésta es, básicamente, la razón por la cual aparece el término c^2 en la relación masa-energía.

Antes de seguir adelante conviene hacer la siguiente puntualización. Normalmente nos referimos a *c* como la *velocidad de la luz,* y sin duda lo es. Sin embargo, usando una terminología más correcta deberíamos referirnos a ella como la *velocidad de la radiación electromagnética* La luz visible es únicamente una clase particular de una gran variedad de ondas, todas las cuales se mueven a velocidad *c*. Esta familia incluye rayos ultravioleta, ondas de radio, rayos X, microondas y rayos gamma. Se puede pensar en todas ellas como compuestas de fotones, aunque la longitud de onda del fotón correspondiente a cada clase es diferente. Todas se mueven a la misma velocidad, y la luz visible no tiene ninguna característica especial sino que es un miembro más de la familia de radiaciones electromagnéticas.

La energía se define como la capacidad de realizar trabajo, y el trabajo se define como el producto de la fuerza por la distancia a lo largo de la cual actúa. Así, en último término, la energía está relacionada con la capacidad de producir una fuerza que actúe a lo largo de una distancia determinada. Por ejemplo, al levantar un objeto pesado los músculos del brazo ejercen una fuerza que contrarresta la fuerza de la gravedad que atrae el objeto. Esta fuerza actúa a lo largo de toda la distancia que desplazamos el objeto. Se ha realizado trabajo (fuerza × distancia) sobre el objeto, y con ello el objeto ha adquirido también la capacidad de realizar trabajo. Por ejemplo, si el objeto cae ejercerá una fuerza sobre cualquier otro objeto que encuentre a su paso. En definitiva, cuando levantamos un objeto realizamos trabajo sobre el mismo: pero cuando ha sido ya levantado, él, a su vez, puede realizar trabajo sobre otra cosa y, por tanto, posee energía. Esta energía, está asociada con la posición del objeto (cuanto más alto está, más energía tiene) y recibe el nombre *de energía potencial*.

En este ejemplo hemos hablado de la energía que adquiere un objeto al ser levantado en la presencia de un campo gravitacional. Pero hay otras

clases de energía potencial asociadas con otras clases de fuerzas. Por ejemplo, si el electrón del átomo que se muestra en la figura 16 se encuentra originalmente en el punto A y lo desplazamos hasta el punto B. tenemos que realizar trabajo para superar la fuerza eléctrica atractiva entre el núcleo y el electrón El electrón adquiere energía potencial en este proceso, del mismo modo que el objeto adquirió energía cuando al elevarlo en contra de la fuerza de la gravedad. En consecuencia, el movimiento de electrones en las proximidades del núcleo o la redistribución de electrones en un conjunto de átomos cambiará la energía del sistema. Dado que este tipo de redistribución tiene lugar en las reacciones químicas, nos referimos a menudo a esta clase de energía como *energía potencial química* para distinguirla de la energía potencial gravitatoria. Por ejemplo, la energía que se obtiene de la combustión de la gasolina, necesaria para poner un coche en movimiento, proviene en última instancia de la energía potencial química liberada al convertirse largas cadenas de hidrocarburos en otras más pequeñas con la consiguiente redistribución de electrones (véase fig. 16).

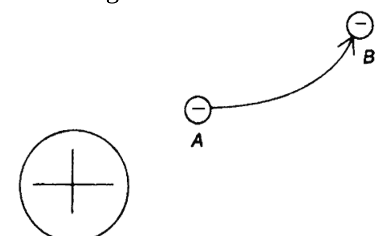


Fig. 16. Al mover la carga desde A hasta B se realiza trabajo.

También hay una energía asociada al movimiento, la llamada *energía cinética.* Por ejemplo, en una bolera debe ejercerse una fuerza con la mano a lo largo de una distancia para conseguir que la bola se deslice sobre la pista. Cuando la bola alcanza los bolos, algunos de ellos salen despedidos por los aires (adquiriendo energía potencial en el proceso) y otros son simplemente desplazados. Así, pues, se suministra energía a la bola con la mano, de la misma manera que se suministra energía a un objeto al levantarlo contra un campo gravitacional.

Una forma un tanto más sutil de energía cinética se manifiesta al encender fuego frotando dos trozos de madera. A primera vista puede parecer que la energía cinética de los trozos de madera se disipa en el proceso de frotamiento, pero si observáramos los átomos de la madera con detalle ve-

ríamos que se mueven más y más deprisa a medida que aumenta la temperatura. Por esta razón, la energía calorífica se puede interpretar como energía de movimiento en el nivel atómico.

A finales del siglo diecinueve, los físicos conocían dos tipos de energía —cinética y potencial—, y muchas subclases de cada una de ellas. Sabían, además, que aunque la energía de un sistema aislado podía cambiar de forma, la energía total del sistema se mantenía constante en el tiempo Por ejemplo, hemos dicho que la energía química de la gasolina podía convertirse en la energía cinética de un automóvil. Éste es un proceso en el que la energía cambia de forma, pero la energía del coche siempre será menos que (o como mucho igual a) la energía potencial cedida por la gasolina. Esta conclusión según la cual la energía no se crea ni se destruye recibe el nombre de principio de conservación de la energía y constituye uno de los pilares de la física clásica.

La teoría de la relatividad no modifica este principio pero añade una nueva categoría de energía. Además de la energía cinética y potencial, la ecuación de Einstein nos dice que la masa es otra forma de energía: y del mismo modo que la energía se puede convertir de potencial en cinética y viceversa, también la energía en sus formas familiares se puede convertir en materia y viceversa

¿Se puede, pues, crear materia? Según la ecuación de Einstein debemos contestar afirmativamente a esta pregunta. De hecho, la mayor parte de esta obra trata de lo que ocurrió cuando este proceso de creación de materia empezó a realizarse rutinariamente en laboratorios de todo el mundo.

Dado que la velocidad de la luz es un número muy grande, se necesita una cantidad enorme de energía para obtener las cantidades más insignificantes de materia. La unidad de energía en el sistema de unidades en que la masa se mide en gramos y la longitud en centímetros se denomina ergio. Una bombilla de 100 vatios consume alrededor de mil millones de ergios por segundo, de modo que el ergio no es una unidad de energía muy grande. En los Estados Unidos se consume diariamente un total de unos $2{,}3 \times 10^{24}$ ergios de energía. Esta cifra incluye la calefacción, la red eléctrica, el transporte y la industria De acuerdo con la fórmula de Einstein, la cantidad de masa necesaria para obtener esta energía es

$$m = (2{,}3 \times 10^{24}) / (9 \times 10^{20}) = 2{,}5 \text{ kg}$$

En otras palabras, si fuera posible convertir materia en energía con una eficiencia del 100%. ¡2,5 kilogramos al día de materia suministrarían toda la energía necesaria para satisfacer las necesidades energéticas de los Estados Unidos! Uno de los principales estímulos para el desarrollo de los reactores nucleares fue el reconocimiento de que modestísimas cantidades de materia podían producir enormes cantidades de energía.

A la inversa, la ecuación de Einstein nos indica que si queremos obtener nuevas partículas, si queremos estudiar materia creada artificialmente, precisamos disponer de enormes cantidades de energía. Veremos que el método usual para obtener esta energía es hacer que una partícula muy rápida colisione con una en reposo y convertir así la energía cinética de la partícula rápida en la masa necesaria para formar las nuevas partículas. Este método, sin duda, requiere una provisión de partículas de muy alta energía, partículas cuya velocidad sea superior al 90 por ciento de la velocidad de la luz.

A principios de los años treinta, cuando los primeros resultados importantes de los experimentos con partículas elementales empezaban a obtenerse, la única fuente de partículas con una energía tan elevada la constituían los rayos cósmicos.

RAYOS CÓSMICOS

Las temperaturas y presiones existentes en el interior de las estrellas provocan reacciones nucleares que, una tras otra, generan energía que se filtra a través de la materia de la estrella evitando su colapso gravitatorio, cuando esta energía alcanza la superficie de la estrella se irradia al espacio exterior. Parte de la radiación es en forma de luz visible, luz que vemos al mirar la estrella Parte de la radiación (no visible) toma la forma de ondas de radio, rayos X y otros tipos de radiación que sólo reciente mente han sido descubiertos por los astrónomos Y, casi como por capricho, la superficie de la estrella emite chorros de partículas elementales, en especial protones que se alejan a través del espacio. En el caso del Sol, estas partículas forman lo que se conoce como el viento solar (una débil corriente de partículas arrastradas hacia la Tierra). Si la estrella se encuentra muy lejos, estas partículas pueden viajar durante millones de años sin encontrarse con ningún objeto sólido. No obstante, con el tiempo, una fracción infinitesimal de las partículas provenientes del Sol y de otras estrellas de nuestra galaxia

alcanzan la parte alta de la atmósfera de la Tierra; cuando lo hacen, las llamamos rayos cósmicos La emisión de los rayos cósmicos no representa una parte importante del bagaje energético de una estrella; sin embargo, estas partículas jugaron un importante papel en nuestra comprensión de las partículas elementales.

La gran mayoría de los rayos cósmicos que llegan a la Tierra son protones, aunque, como cabe esperar de su origen de residuos de procesos estelares, hay también un pequeño número de partículas distintas de otras clases. Por ejemplo, en los experimentos llevados a cabo en el Skylab se han observado núcleos de uranio. Los rayos cósmicos procedentes del Sol poseen, sobre todo, energías moderadas, comparables con las energías de las partículas emitidas por los núcleos radiactivos de la Tierra. Unos pocos rayos cósmicos, sin embargo, han sido acelerados en alguna parte de nuestra Galaxia hasta adquirir energías extremadamente altas mediante un proceso que no comprendemos bien. Esta pequeña minoría de rayos cósmicos de alta energía es la que nos interesa. Como veremos en capítulos posteriores, es posible que las energías de estos protones sean aún mayores que las de los protones creados en las máquinas más potentes que se hayan construido o que estén en fase de construcción.

Cuando uno de estos protones de alta energía penetra en la atmósfera terrestre, inicia un descenso que concluirá al colisionar con un núcleo. En promedio, un rayo cósmico recorre unos ochocientos metros de atmósfera antes de que intervenga en una colisión, aunque es posible que muchos protones recorran distancias mayores o menores. Tras la colisión, parte de la gran cantidad de energía cinética almacenada en los rayos cósmicos se convierte en masa y se crea un puñado de partículas. Algunas de estas partículas secundarias poseen también una gran energía cinética, de manera que cuando interaccionen a su vez con núcleos situados en capas más bajas crearán nuevos grupos de partículas secundarias. De esta manera se desarrolla un proceso multiplicativo denominado cascada, en el cual los productos secundarios de las colisiones de un nivel dado se convierten en los proyectiles primarios que inician las colisiones en el nivel inmediato inferior. El desarrollo de una cascada se ilustra en la figura 17.

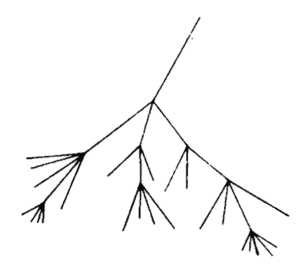


Fig. 17. El desarrollo de una cascada.

En cada nivel de la cascada algunas partículas colisionan con núcleos atmosféricos y producen más partículas, mientras que otras continúan moviéndose hacia la superficie terrestre. Cuando la alcanzan, reciben el nombre de lluvia de rayos cósmicos. Según la energía de los rayos, estas lluvias pueden contener millones de partículas y extenderse a lo ancho de varios kilómetros cuadrados de superficie. Mientras usted está sentado leyendo este libro, partículas provenientes de procesos como estas cascadas atraviesan su cuerpo (a un ritmo de varias partículas por minuto).

Estas consideraciones nos hacen ver que las interacciones de los rayos cósmicos en la atmósfera nos ofrecen una especie de laboratorio natural para el estudio de las interacciones de las partículas elementales en el que los procesos de creación de materia pueden ser observados y analizados. Antes de describir algunos de los experimentos más importantes, examinemos dos principios generales que se cumplen en el proceso de creación de partículas elementales.

Si partimos de la energía total (cinética más masa) de todas las partículas creadas en la cascada y le sumamos el incremento de energía cinética de las moléculas del aire debido a la cascada, el resultado será igual a la energía del rayo cósmico incidente. En otras palabras, aunque se estén creando partículas, se cumple la ley de conservación de la energía. Además, en cualquier colisión de la cascada las sumas de las energías antes y después de la colisión serán también iguales. Dicho de otra manera, los procesos de la cascada pueden convertir la energía cinética en masa, pero no violan en ningún momento la ley de la conservación de la energía.

De una manera análoga, la carga eléctrica se conserva globalmente en la cascada y en cada nivel de la misma. Por ejemplo, si la partícula inicial es un protón positivamente cargado y si a lo largo de la cascada se crean un millón de partículas negativamente cargadas, deberán crearse un millón de

partículas positivas, para que la carga total de la cascada sea siempre +1. Pero, excepto por las restricciones impuestas por los principios de conservación de la energía y de la carga (y otras pocas leyes de conservación que se discutirán más adelante), todo puede ocurrir en la cascada; es decir, el «laboratorio» de los rayos cósmicos puede permitimos observar una gran variedad de aquellos procesos que ocurren cuando las partículas elementales chocan unas con otras. Esta variedad explica por qué la mayor parte de nuestro conocimiento de las partículas elementales provino inicialmente de los experimentos con rayos cósmicos.

EL DESCUBRIMIENTO DEL POSITRÓN: UN TÍPICO EXPERIMENTO CON RAYOS CÓSMICOS

Para ilustrar la riqueza de la información que los físicos obtuvieron de los rayos cósmicos en los años treinta y cuarenta, vamos a considerar uno de los descubrimientos más importantes, el descubrimiento del primer pedazo de antimateria por Carl D. Anderson en 1932 en el Instituto de Tecnología de California. El experimento fue diseñado para detectar e identificar aquella parte de las lluvias de rayos cósmicos que llegaban al suelo. Para ello era necesario hacer tres cosas: 1) determinar cuándo una partícula pasaba a través del dispositivo experimental; 2) hallar la carga de la partícula, y 3) hallar la masa de la partícula.

«Ver» una partícula elemental no es cosa fácil debido a su pequeñez. Sin embargo, si construimos el dispositivo adecuado, podremos servimos de ciertos procesos naturales para inferir el camino que ha seguido la partícula. En los años 30, el aparato adecuado era la cámara de niebla de Wilson (fig. 18). Un cilindro con un pistón deslizante se llena de aire saturado con algo similar al vapor de alcohol. Toda partícula cargada que atraviese la cámara dejará, debido a su carga eléctrica, una estela de átomos a los que se ha arrancado un electrón. Estos átomos, como vimos, son los iones. Si el pistón baja súbitamente cuando la partícula acaba de abandonar la cámara, el alcohol del aire empezará a condensarse en gotas, de la misma manera que el vapor de agua del aire se condensa y se forma el rocío cuando desciende la temperatura. Los iones producidos por el paso de la partícula actúan como núcleos de condensación alrededor de los cuales se forman las gotas de alcohol, de manera que al final de esta operación se destacará una

estela de gotas visibles en la nebulosa y difusa nube de condensación formada en la cámara. Esta estela estará localizada a lo largo del camino recorrido por la partícula elemental. Aunque este proceso no nos permite ver dónde *está* la partícula, nos permite ver dónde *estuvo,* lo cual para nuestros propósitos es suficiente.

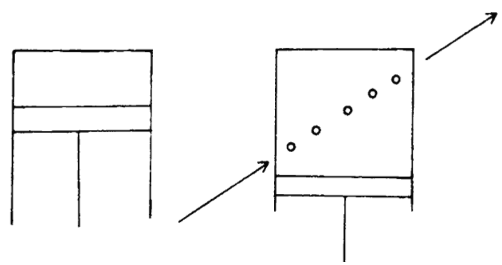


Fig. 18. La cámara de niebla de Wilson.

La presencia de la estela de pequeñas gotas en la cámara de niebla indica que una partícula ha estado en la cámara y que ha sido detectada. Además, el número de gotas (que está relacionado con el número de iones creados por la partícula a su paso por la cámara) nos da información sobre la velocidad y la masa de la partícula. Para determinar estas dos variables exactamente y para averiguar la carga de la partícula, hay que hacer intervenir un nuevo factor en el experimento.

Supongamos que la cámara de niebla de la figura 18 se coloca entre los polos de un potente imán, de manera que la cámara entera se encuentre bajo la influencia de un campo magnético. Las leyes del electromagnetismo nos dicen que una partícula que entre en la cámara por la parte izquierda, tal como se muestra en la figura, no recorrerá la cámara en línea recta sino que seguirá un arco de circunferencia. De ahí que la estela formada por las gotitas no sea recta, sino curva. La magnitud de la curvatura de la estela nos indicará el momento de la partícula, y la dirección de la curvatura su carga eléctrica. Por ejemplo, si el polo norte del imán se encuentra en la parte superior de la cámara de niebla y el polo sur en la parte inferior, una partícula negativamente cargada, como un electrón, será afectada de tal manera que su trayectoria se curvará hacia arriba, mientras que la trayectoria de una partícula positivamente cargada se curvará hacia abajo.

Así, una cámara de niebla situada entre los polos de un imán es un buen dispositivo para identificar partículas. A partir del número de gotitas y de

la magnitud de la curvatura de la trayectoria podemos determinar la masa y la velocidad de la partícula, y a partir de la dirección de la curvatura podemos determinar su carga. Veremos posteriormente que tanto la capacidad de la partícula para ionizar átomos cercanos como su reacción a un campo magnético son todavía los criterios básicos para la identificación de partículas en el laboratorio.

En 1932 Carl Anderson empleó un dispositivo que Robert Millikan y él habían construido en el Instituto de Tecnología de California para observar los rayos cósmicos. El aparato constaba de un conjunto de potentes imanes para desviar las trayectorias de las partículas y de una cámara de niebla dispuesta de tal modo que las partículas que procedían de la dirección vertical o casi vertical debían recorrer la dimensión mayor de la cámara. En una serie de artículos aparecidos en el *Physical Review.* Anderson demostró concluyentemente que un gran número de las partículas que atravesaban su aparato tenían una masa más o menos igual a la del electrón, pero su carga eléctrica era positiva. Denominó a esta nueva partícula *positrón* (abreviación de electrón positivo), nombre con que se la conoce actualmente. Su sugerencia de que en vista de su descubrimiento deberíamos referimos al electrón como «negatrón», afortunadamente, no ha encontrado eco.

Como suele suceder cuando un científico experimental anuncia un nuevo descubrimiento, los artículos originales de Anderson no se extendían en especulaciones sobre la naturaleza del positrón sino que se dedicaban a establecer su existencia de manera incuestionable. Sólo más tarde se comprendió la transcendencia de su descubrimiento. Por primera vez se obtuvo evidencia experimental de que existía una clase completamente nueva de materia: la antimateria.

ANTIMATERIA

En la materia, los electrones siempre tienen carga eléctrica negativa y el núcleo del átomo tiene carga positiva. El positrón, sin embargo, no es una partícula que permanezca «oculta» en un átomo normal hasta ser arrancada por la sacudida de una colisión con rayos cósmicos. Debe ser, por tanto, una de las partículas creadas en la cascada al convertirse la energía en materia. Actualmente, este proceso nos es bien conocido y ocurre a diario en los laboratorios.

Supongamos, por ejemplo, que un fotón de alta energía choca con un átomo en la atmósfera (v. fig. 19). Tras la colisión del fotón con el núcleo del átomo, aparecen algunos residuos (pedazos del núcleo) quizá junto con algunas partículas varias creadas a partir de la energía del fotón; pero, fundamentalmente, se produce un electrón y un positrón. Designamos el primero por el símbolo e^- y el segundo por e^+. A menudo, ocurre un proceso como el ilustrado en la figura 20: un fotón colisiona con un núcleo y sólo aparecen un electrón y un positrón. En cualquier caso hablamos de la creación de pares y. específicamente de la creación del par electrón-positrón. Es importante darse cuenta de que en este proceso tanto el electrón como el positrón se crean a partir de energía y que ninguno de los dos es parte de un residuo nuclear.

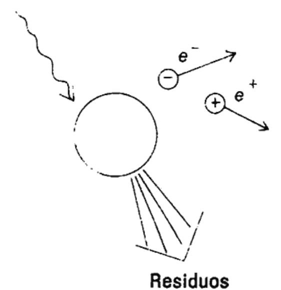


Fig. 19. La producción de un positrón.

La energía se conserva en este proceso, es decir, la energía cinética del fotón incidente se convierte en las masas y energía cinéticas del par La carga también se conserva, dado que cada vez que se crea un positrón positivamente cargado, un electrón de carga negativa se crea con él Es éste un ejemplo particular del principio general de que hablábamos en el capítulo anterior (el principio que establece que cada proceso en el que intervienen partículas elementales está sujeto a las restricciones impuestas por las leyes de conservación).

Si permitimos que el positrón creado se encuentre con un electrón, ocurre un hecho asombroso. El electrón y el positrón desaparecen y en su lugar encontramos fotones de alta energía (véase ilustración 21). Este proceso se llama *aniquilación* y representa la situación inversa a la creación. Cuando una partícula y su antipartícula se encuentran, su energía total (incluyendo

la energía de sus masas) se convierte en fotones y las partículas originales dejan de existir.

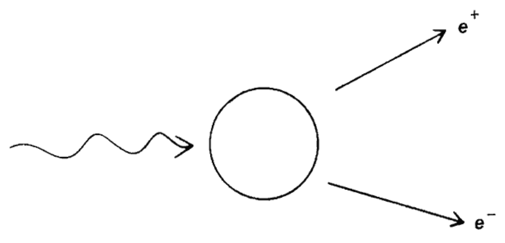


Fig. 20. El proceso de la creación de pares.

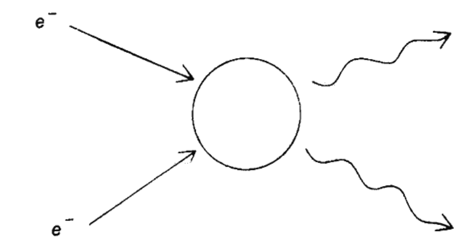


Fig. 21. La aniquilación de un par electrón-positrón.

En general, una vez creado, el positrón andará errante hasta encontrar un electrón con el que poder aniquilarse. Este electrón puede ser el mismo que se creó con él, pero es mucho más probable que sea una partícula que encuentre más o menos al azar

La creación y aniquilación de pares electrón-positrón constituye una prueba concluyente del principio de la equivalencia entre masa y energía. Desde el año 1932, se ha ido descubriendo que a cada partícula en la naturaleza le corresponde su antipartícula (discutiremos alguno de estos descubrimientos más tarde). De hecho, la existencia de una partícula como el positrón fue predicha por el físico teórico británico Paul A. M. Dirac tres años antes de su detección experimental. Su línea de razonamiento nos ofrece una manera interesante de visualizar los procesos de creación y aniquilación de pares.

Dirac, al principio, no pensó en la antimateria; intentaba sólo resolver un difícil problema teórico surgido del intento de compaginar la mecánica cuántica con los principios de la relatividad a fin de lograr una descripción

mecánico-cuántica de las partículas de alta energía. Los físicos descubrieron que las ecuaciones predecían que partículas tales como el electrón podían existir en estados de energía negativa.

Esto, desde luego, carece de sentido. Si los electrones pudieran encontrarse en estados de energía negativa, la tendencia natural de cada sistema a alcanzar el nivel más bajo posible de energía ocasionaría la caída de los electrones en estos estados negativos. La situación de los electrones sería análoga a la de una piedra colocada en la ladera de una colina de longitud infinita. Una vez puesta en movimiento seguiría rodando sin parar, alcanzando niveles cada vez más bajos de energía a medida que transcurriera el tiempo. Del mismo modo, si hubiera estados de energía negativa para los electrones y si nada les impidiera caer en ellos, todos los electrones del Universo tenderían a alcanzar estados de energía $-\infty$. La radiación que se liberaría cuando esto ocurriera llenaría el Universo. Los físicos preferían ignorar la posibilidad de estados de energía negativa: en todo caso pensaban en ellos como una especie de capricho matemático que tarde o temprano se podría aclarar.

Sin embargo. Dirac decidió tomar muy en serio la posibilidad de la existencia de estados de energía negativa. ¿.Qué ocurriría, dijo, si estos estados existen realmente pero se encuentran ya completamente llenos de electrones? Supongamos que los estados posibles de energía del electrón son como los que se muestran en la figura 22; entonces el electrón puede tener una energía mc^2 (esto correspondería a un electrón sin energía cinética) o puede tener una energía mayor (correspondiendo a un electrón que tiene tanto masa como energía cinética). Simétricamente, los estados de energía negativa predichos se extenderían entonces desde $-mc^2$ hasta $-\infty$.

Si estos estados existen y si están siempre llenos de electrones (condición a la que nos referimos a menudo como un mar lleno de energía negativa), podemos obtener dos conclusiones. En primer lugar, los electrones no pueden caer a estos estados negativos y descender a $-\infty$ por la sencilla razón de que no tienen sitio para hacerlo (cualquier estado al que pudieran descender se encuentra ya ocupado). En segundo lugar, el ente al que normalmente denominamos vacío sería un mar de energía negativa con ninguna partícula en los estados de energía positiva.

En términos de nuestra analogía de la piedra en la colina, la sugerencia de Dirac nos dice que la piedra no podrá empezar a caer porque los niveles

inferiores de la ladera ya se encuentran completamente cubiertos de piedras.

La figura 22 muestra que la creación de pares funciona del siguiente modo: Aparecen un fotón y excita un electrón del mar de energía negativa a un estado de energía positiva. El resultado final es, por una parte, un electrón de energía positiva y, por otro, la ausencia de la energía negativa de la partícula negativamente cargada. Si se piensa por un momento en el sentido de esta doble negación, se verá que la ausencia de la energía negativa de la carga negativa es lo mismo que la presencia de la energía positiva de una carga positiva y esto es lo que hemos estado llamando positrón. Así, en la imagen de Dirac el positrón se entiende como el efecto del estado vacío que se obtiene cuando un electrón alcanza un estado de energía positiva.

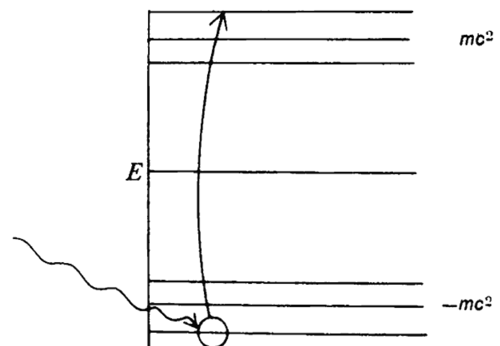


Fig. 22. Cómo se crean los pares.

Del mismo modo, la aniquilación de pares se produce cuando un electrón con energía positiva encuentra un agujero en el mar de energía negativa (agujero que hemos descrito como el positrón) y cae en su interior. Pasamos de tener dos «partículas» a tener otra vez un mar lleno de energía negativa, del que huyen algunos fotones.

Podemos visualizar la teoría del positrón de Dirac con ayuda del siguiente ejemplo: Si excavamos el suelo con una pala obtendremos dos cosas: un montón de tierra y un agujero (que es la ausencia del montón de tierra). El primero corresponde al electrón y el segundo al positrón. La aniquilación, en esta analogía, corresponde al proceso de tapar el agujero con la tierra extraída.

Para comprender debidamente el modelo de Dirac es importante insistir en que en el laboratorio *no* se ve la ausencia del electrón de energía negativa. Lo que vio Anderson (y lo que se puede ver en un laboratorio moderno) fue una partícula cargada positivamente con energía positiva y la misma masa que el electrón. El modelo de Dirac es simplemente una manera de interpretar esta observación en términos de energías positiva y negativa y al mismo tiempo resolver un difícil problema teórico.

Hay otra idea interesante sobre la antimateria que debemos comentar. Hemos mencionado que en la naturaleza hay cierta simetría entre la materia y la antimateria, ya que cada partícula conocida tiene su antipartícula. Sin embargo, hay una asimetría manifiesta en el mundo que nos es conocido, ya que todo está hecho de materia y la antimateria es una especie rara y exótica. Algunos físicos, en especial el físico teórico sueco Hannes Alfvén, han especulado sobre esta inconsistencia aparente de la naturaleza. Si las antipartículas son equivalentes a las partículas ¿por qué encontramos tan pocas?

Una región de espacio donde se mezclen un número desigual de partículas y antipartículas no permanecerá mucho tiempo en equilibrio. El proceso de aniquilación continuará hasta que una u otra clase de partículas se hayan agotado por completo. El resultado será una región del es pació similar a la nuestra en la que predomina un tipo de materia. Por tanto, si pensamos que la naturaleza realmente deseaba poseer partículas y antipartículas en igualdad de condiciones, podemos argumentar que nuestro estado «normal» es el resultado de la aniquilación de la antimateria en nuestra región en los primeros tiempos del Universo. Y del mismo modo que nosotros vivimos en una región cuya existencia se inició con un exceso de partículas, habrá otras regiones del espacio donde haya ocurrido lo contrario, regiones que, después de la aniquilación, se quedaron con sólo antimateria. De hecho, pueden existir galaxias enteras hechas de antimateria, de la misma manera que la nuestra consta sólo de materia. Quizás algunas de las galaxias que observamos con nuestros telescopios estén compuestas enteramente de antimateria. Pero no hay manera de determinarlo a través del telescopio. Como hemos visto, la emisión de luz es un proceso que depende de las órbitas que los electrones describen alrededor del núcleo Ahora bien, si reemplazamos cada electrón del átomo por un positrón y cada núcleo por un antinúcleo hecho de antiprotones y antineutrones, las órbitas positrónicas correspondientes serán idénticas a las órbitas electrónicas ordinarias.

La luz emitida por este «antiátomo» será idéntica a la luz emitida por los átomos corrientes.

Desde luego, una manera de averiguar si hay galaxias distantes hechas de antimateria sería ver lo que sucede cuando material proveniente de ellas llega hasta nosotros. Se ha sugerido que el cráter Tunguska, en Siberia, es el resultado del impacto de un antimeteoro, aunque esta idea no cuenta con demasiado apoyo científico. Otra idea relacionada con el tema (y probablemente una que tiene mucha más base científica) es buscar la radiación luminosa que debe producirse en los procesos de aniquilación cuando partículas y antipartículas se encuentran en las separaciones de sus respectivos «territorios». Hasta la fecha, la búsqueda de este tipo de radiación no ha tenido éxito, pero es preciso decir que la idea de que estamos observando regiones del Universo totalmente pobladas de antimateria no ha sido completamente abandonada por los científicos.

5. El descubrimiento de los mesones y otras cosas extrañas

Interlocutor: «Aquí está el perro peludo que anunció que se había perdido en el periódico de ayer.»
Mr. Bones: «Dios mío, no era tan peludo.»

«La historia del perro peludo». ANÓNIMO.

EL DESCUBRIMIENTO DEL MESÓN

La cámara de niebla en la que se descubrió el positrón resultó ser un dispositivo experimental de gran utilidad Como ocurre a menudo cuando se crea un nuevo método de detección para explorar nuevos campos, los descubrimientos se sucedieron uno tras otro. Esto había ocurrido ya cuando Galileo construyó su primer telescopio. A los pocos meses de dirigirlo por primera vez hacia el cielo, ya había visto las lunas de Júpiter, las montañas de la Luna y las manchas solares. Del mismo modo, cuando los científicos empezaron a observar las lluvias de rayos cósmicos con un instrumento capaz de medir tanto su ionización como su curvatura en un campo magnético, surgieron resultados completamente nuevos e inesperados. Estos resultados se obtuvieron durante los años treinta y cuarenta y dieron lugar a la creación de un área completamente nueva de investigación, el campo de la física de las partículas elementales.

A principio de los años treinta, en los laboratorios de todo el mundo se llevaban a cabo experimentos con la cámara de niebla del tipo de los que habían conducido al descubrimiento del positrón. En el año 1934 era evidente que había algo erróneo en la interpretación de estos experimentos. Se observaban partículas cuya capacidad de crear iones en la cámara de niebla no parecía propia del comportamiento de los electrones, positrones o protones. Estas nuevas partículas, a las que se denominó «rayos penetrantes» (debido a que podían penetrar a través de la atmósfera hasta el dispositivo de detección situado al nivel del mar) podían tener tanto carga positiva como negativa. De acuerdo con la mecánica cuántica, sólo un número muy

reducido de electrones en una lluvia de rayos cósmicos podía llegar al nivel del mar con energías tales como las observadas experimentalmente. Por otro lado, la energía que las partículas perdían a través de las ionizaciones en la cámara de niebla era demasiado baja para tratarse de protones. Esto podía indicar dos cosas: que la radiación penetrante no estaba compuesta de partículas conocidas, o que la teoría cuántica daba respuestas incorrectas cuando se aplicaba a partículas de muy alta energía. A finales de los años treinta, la resolución de este dilema era uno de los problemas principales de la física de los rayos cósmicos.

El hecho de que se planteara un problema como éste ilustra un punto importante acerca del desarrollo de la investigación científica, un punto que a menudo se pasa por alto cuando se contemplan los descubrimientos importantes desde la perspectiva actual. Existe la tentación de elegir los resultados significativos y encajarlos en una cadena de razonamientos que *a posteriori* parece muy lógica. En la vida real, sin embargo, el científico se enfrenta con datos ambiguos. En este caso, por ejemplo, la discrepancia podía deberse a que la teoría fuese incorrecta (después de todo, la teoría mecánico-cuántica para las lluvias de electrones no se desarrolló hasta 1936) Por otro lado, los detalles técnicos del análisis de las fotografías sacadas en la cámara de niebla hacían muy difícil determinar las masas de las partículas que la atravesaban a altas velocidades. Tales partículas se curvaban sólo ligeramente por la acción de los imanes y los errores experimentales inevitables podían fácilmente enmascarar los resultados de las mediciones. Solamente cuando todas estas ambigüedades se hubieron eliminado se pudo llegar a la conclusión de que las partículas observadas tenían una masa diferente de la del electrón y de la del protón.

Hacia el año 1938, la abundancia de datos experimentales convenció a los físicos de que la explicación de esta radiación no debía buscarse en un error de la mecánica cuántica. En un intento por dar una resolución final al problema, Seth Neddermeyer y Carl Anderson ensayaron un nuevo método de trabajo en la cámara de niebla del Instituto de Tecnología de California. Introdujeron un contador Geiger en la cámara y se las ingeniaron para bajar el pistón y fotografiar las gotas solamente cuando el contador registraba una lectura particular, lectura que indicaba la presencia en la cámara de una partícula que se movía a velocidad muy lenta De esta manera esperaban obtener una serie de fotografías de los rastros de los rayos penetrantes que

serían fáciles de analizar. La suerte estuvo de su lado. En una carta al *Physical Review* del 6 de junio de 1938, expusieron el caso único de un rayo penetrante de carga positiva que perdió velocidad suficiente al pasar a través del contador Geiger para detenerse completamente al llegar a la cámara de niebla. Ésta es la mejor situación experimental posible para determinar la masa de una partícula. Cuando Neddermeyer y Anderson hubieron analizado la fotografía, anunciaron que habían descubierto una nueva partícula con una masa cerca de 240 veces la del electrón (el valor aceptado actualmente es 210). Llamaron a su nuevo descubrimiento el «mesotrón», de la raíz griega «meso» (que significa medio). Esta palabra se contrajo posteriormente a *mesón,* un término que es más conveniente y más correcto lingüísticamente. Se acostumbra a designar a esta partícula por la letra griega μ (mu), y así se le llama también el mesón μ, o muón.

En realidad había dos mesones μ, uno con carga positiva y el otro con carga negativa, si bien las masas de ambos eran idénticas. ¿Eran éstas las partículas que Yukawa había postulado como responsables de la fuerza fuerte? De hecho, y aunque es tentador pensar que la ciencia se desarrolla linealmente, ya se había predicho la existencia de otras muchas partículas de masa intermedia. En 1938, la de Yukawa era simplemente una más y. dado que provenía de un centro de investigación muy lejano, no ocupaba el lugar más prominente en las mentes de los científicos americanos. Así la cuestión que debía resolverse era si el mesón se comportaba como cabía esperar que se comportase el «cemento nuclear» de que hablábamos anteriormente.

La primera cosa que se hizo evidente fue que el muón no era estable en el mismo sentido que lo son el electrón y el protón. En otras palabras, se desintegra al cabo de un cierto período de tiempo como le ocurre al neutrón. Se sabe que la vida media del muón es de 10^{-6} segundos y que se desintegra dando lugar a un electrón y dos neutrinos. Desde luego, los dos neutrinos no se pueden observar en la cámara de niebla, dado que no tienen carga y por tanto no crean iones.

Cuando un mesón μ penetra en un bloque de cualquier material se encontrará con los átomos que lo componen. Si el mesón μ es, en efecto, la partícula responsable de mantener la cohesión del núcleo, cabrá esperar que cuando se acerque a un núcleo interactuará fuertemente con él. Se sabe que la escala de tiempo típica para las interacciones fuertes es 10^{-24} segundos: así, dado que es mucho más corta que la vida media del muón, cabe esperar

que la mayoría de los muones que acaban deteniéndose en el interior de un trozo de material interactúen con un núcleo mucho antes de que tengan la oportunidad de desintegrarse. Esto, en definitiva, quiere decir que si miramos lo que sale por el otro lado del bloque de material no deberemos ver los electrones característicos que resultan de la desintegración muónica sino, en su lugar, la clase de residuos nucleares asociados con las reacciones nucleares mismas.

De hecho, debemos presentar una pequeña objeción a este razonamiento. Según la teoría de los procesos por los que los mesones u son capturados en el átomo, el muón positivamente cargado debía ser repelido del núcleo por la fuerza electrostática ordinaria, desintegrándose así de modo normal sin entrar en el núcleo. De todos modos, el razonamiento dado más arriba es válido para el muón con carga negativa, que sería atraído hacia el núcleo por la fuerza eléctrica. Esta objeción dejó de tener importancia cuando los experimentos mostraron la presencia de electrones procedentes de la desintegración de *ambas* clases de muones tras penetrar en un bloque de material. Ambas clases conseguían mantenerse en vida, sin interactuar con núcleos, durante los 10^{-6} segundos completos requeridos para su desintegración.

Así, hacia el año 1947 los físicos se enfrentaban con un gran dilema. Se suponía que los mesones eran las partículas responsables de la cohesión del núcleo, pero cuando un mesón se acercaba a un núcleo no mostraba ninguna inclinación a interactuar fuertemente con él. Si el mesón situado *dentro* del núcleo interactuaba con suficiente fuerza con los neutrones y los electrones para superar la repulsión electrostática, ¿cómo podía interactuar tan débilmente cuando se encontraba *fuera* del mismo? El físico I. I. Rabi, de la Universidad de Columbia, expresó irónicamente los sentimientos de la comunidad científica acerca del mesón μ con su pregunta: «¿Quién ha encargado esto?» En efecto, se había encontrado el mesón predicho pero no era el esperado.

EL MESÓN PI: DILEMA RESUELTO, DILEMA CREADO

Hemos visto que uno de los mayores problemas experimentales que aparecen en el estudio de las partículas elementales es encontrar medios para detectar su presencia. La cámara de niebla solucionó este problema

usando los iones creados por la partícula como núcleos de condensación de las gotas de alcohol. Durante el período inmediatamente posterior a la segunda guerra mundial se usó ampliamente una técnica similar con emulsiones fotográficas para el estudio de los rayos cósmicos.

En una película fotográfica corriente, la luz incidente en la emulsión provoca una reacción química que cuando se revela la película da lugar a los granos de plata que se depositan en el negativo. Estos granos son opacos, y así, después de revelada, la película será oscura donde ha llegado luz y clara donde no lo ha hecho. De esta manera se forma el negativo característico de una fotografía.

Un proceso muy similar se puede usar para detectar la presencia de una partícula cargada. Cuando la partícula pasa a través de una emulsión fotográfica especialmente preparada, provoca reacciones químicas que, durante el revelado, dan lugar a que se depositen granos de plata a lo largo del camino que ha seguido la partícula. Si se examina la emulsión con un microscopio se podrá ver la trayectoria de la partícula, al seguir el rastro de estos granos que aparecen como puntos oscuros sobre un fondo claro.

Esta nueva técnica tenía varias ventajas respecto a la cámara de niebla. Podía dejarse un montón de placas fotográficas durante varios meses en la cima de una montaña y cada partícula que pasara a través de ellas sería registrada. De esta manera, la emulsión podía «ver» muchas más partículas que una cámara de niebla que se utiliza sólo esporádicamente. Además, el pequeño tamaño de los granos de plata permitía ver en la emulsión partículas que sólo habían recorrido 10^{-6} cm, algo que no era posible cuando la detección dependía de la formación de gotitas. Finalmente, y sobre todo, la emulsión fotográfica era mucho más densa que la mezcla de aire y alcohol usada en la cámara de niebla, de manera que las partículas producidas por las colisiones en la emulsión tenían una gran probabilidad de encontrar otro núcleo e interactuar con el mismo antes de que pudieran escapar. De esta manera la emulsión se podía usar como un blanco en el que se creaban nuevas partículas y. al mismo tiempo, como un detector de la manera en que las nuevas partículas interactuaban con los núcleos.

En 1948 un grupo de físicos dirigidos por Cecil F. Powell en la Universidad de Bristol, en Inglaterra, empezó a publicar los resultados de sus observaciones de emulsiones que habían sido expuestas a 3.000 metros de altura en el observatorio del Pic du Midi en los Pirineos franceses y en otras altas montañas de otras partes del mundo. Observaron trazas del mesón u.

naturalmente, pero además observaron colisiones de partículas energéticas con núcleos que producían un tipo de mesón más pesado que el muón. Una vez producido este mesón más pesado podían ocurrir dos cosas: el nuevo mesón se desintegraba en unos 10^{-8} segundos en un muón y una partícula sin carga (se suponía que era un neutrino) o bien interactuaba con otro núcleo en la emulsión. Cuando hacía esto último, las trazas en la emulsión indicaban que el nuevo mesón interactuaba fuertemente, rompiendo el núcleo y creando un grupo de residuos. En otras palabras, este mesón particular parecía ser aquel al que se refería Yukawa. No solamente tenía una masa intermedia entre la del electrón y la del protón sino que interactuaba fuertemente cuando se acercaba al núcleo, algo que el mesón μ aparentemente no hacía.

La nueva partícula fue bautizada con la letra griega π (pi) y así se llamó mesón π o pión. Debido a la posibilidad de que el nuevo mesón π jugara un papel fundamental en la cohesión del núcleo se convirtió rápidamente en objeto de un intenso estudio por parte de los físicos. En el capítulo 6 hablaremos del desarrollo de los aceleradores de partículas, máquinas que pueden acelerar protones (o electrones) hasta que alcanzan energías comparables a las de los rayos cósmicos. A principios de los años 50 se disponía de máquinas capaces de crear piones para su uso en la investigación científica, de manera que se podían llevar a cabo estudios detallados de sus propiedades. Se descubrió que este mesón se presenta en tres variedades: hay piones con carga eléctrica positiva, piones con carga eléctrica negativa y piones que son eléctricamente neutros. Se designan respectivamente con los símbolos π^+, π^- y π^o. La masa del mesón cargado es 273 veces más grande que la del electrón y cada uno de los mesones cargados se desintegra mediante la reacción $\pi \rightarrow \mu + \nu$ tras una vida media de aproximadamente 10^{-8} segundos. El mesón π° tiene una masa 265 veces mayor que la del electrón y se desintegra mediante la reacción $\pi^\circ \rightarrow 2$ fotones en unos 10^{-16} segundos Actualmente se cree que la mayor parte de la fuerza fuerte se genera en el intercambio de mesones en el núcleo, tal como discutimos en el capítulo 4 El mesón π es, sin duda, una incorporación extremadamente importante a la lista de las partículas elementales conocidas.

¿Por qué no se había descubierto antes? Dada la importancia del mesón en la teoría de las fuerzas nucleares, ¿por qué fue necesaria una década para desentrañar el problema del mesón π-μ?

Parte de la respuesta a esta pregunta es de carácter histórico: la década transcurrida entre el descubrimiento del muón y la identificación del pión con el mesón de Yukawa coincide con la Segunda Guerra Mundial, un período en el que los físicos dirigían su atención a cuestiones más acuciantes. Pero quizá la razón más importante haya que buscarla en las mismas propiedades del mesón π. Cuando un mesón de este tipo se crea en la colisión de un rayo cósmico en las altas capas de la atmósfera, puede desintegrarse antes de llegar al suelo o puede interactuar con un núcleo en la atmósfera Normalmente un mesón π de energía moderada recorre solamente unos pocos metros o unas pocas decenas de metros antes de desintegrarse; pero aunque su energía fuera suficientemente elevada para permitirle llegar al nivel del mar sin desintegrarse, sólo sería capaz de recorrer unos centenares de metros a través de la atmósfera antes de interactuar con un núcleo. En ningún caso, pues, el mesón original llegaría al suelo y, por tanto, no sería observado en una cámara de niebla situada a ras de tierra. Dado que la mayoría de los mesones π en una lluvia de rayos cósmicos se crean a grandes altitudes, antes que la energía de las partículas de los rayos cósmicos se degrade por debajo del nivel necesario para producirlos, los mesones π nunca se observan al nivel del mar. Este hecho explica, por cierto, porque el grupo de Bristol encontró indicios de la existencia del pión al exponer placas fotográficas en la cima de altas montañas en lugar de hacerlo al nivel del mar. También explica por qué en el apartado de agradecimientos de uno de los artículos originales sobre el mesón π, los autores expresaran su agradecimiento al jefe de una expedición de escaladores por transportar algunas placas hasta la cima del Kilimanjaro (5.964 m) en Tanzania.

Pero aunque la colocáramos en la cima de una montaña, una cámara de niebla no tendría una gran probabilidad de detectar e identificar un mesón π. Como ya hemos comentado, el contenido de una cámara de niebla no es muy denso, de modo que un mesón que la atraviese tiene muy poca probabilidad de encontrar un núcleo e interactuar con él. Sería por tanto muy difícil distinguir un muón rápido de un pión rápido simplemente observando las gotitas. Hemos visto lo decisivo que es detener una partícula en una cámara de niebla para identificarla y cómo la primera identificación del mesón π dependió de un afortunado suceso en un experimento efectuado a ras de suelo. Dadas las dificultades inherentes a la manipulación de una cámara de niebla en la cima de una montaña y la consiguiente escasez

de datos obtenidos en cámaras de niebla situadas a gran altitud, no es demasiado sorprendente que no se hubiera dado un afortunado suceso equivalente para el mesón π.

Con las emulsiones fotográficas la situación era distinta Son bastante densas, de manera que los piones que las alcancen tienen muchas posibilidades de ser detenidos. Además es mucho más preciso hacer una determinación de la masa de una partícula contando granos de plata con la ayuda de un microscopio que analizando gotitas.

En el año 1948, por tanto, se resolvió el enigma de los mesones. No se había encontrado uno, sino dos grupos de partículas con una masa entre la del electrón y la del protón. Los piones son las partículas predichas por Yukawa, y las tres variedades de los mismos se intercambian rutinariamente dentro del núcleo para generar la interacción fuerte. En cierto modo, desde que Rutherford descubrió el núcleo, la existencia de esta partícula era inevitable. La clase de las partículas elementales aumenta, pues, en un nuevo miembro (solemos referirnos a la familia de los piones como una sola partícula). Pero esta complicación de nuestro modelo del Universo, queda compensada por nuestra mejor comprensión de la interacción fuerte.

El caso del mesón μ no es tan claro. Incorpora una nueva partícula elemental a nuestra colección pero no está nada claro cuál es su papel. No es esencial para nuestra comprensión del núcleo. En cierto modo parece como si la naturaleza, una vez creado el electrón, caprichosamente repitiera el proceso con una partícula 200 veces más pesada. Uno de los mayores misterios de la física de partículas se encierra en la pregunta de por qué debe existir el muón, o, en palabras del Premio Nobel Richard Feynman: «¿Por qué pesa el muón?»

PARTÍCULAS EXTRAÑAS

Mientras las pruebas de la existencia del mesón π se iban acumulando en placas fotográficas en la cima de altas montañas, dos investigadores en la Universidad de Manchester empezaron a dar cuenta de algunos insólitos sucesos recogidos en las fotografías obtenidas en la cámara de niebla. Hemos visto que uno de los inconvenientes de la cámara de niebla es el hecho de que la mezcla de aire y alcohol en la cámara tiene muy baja densidad. Para soslayar este problema, los investigadores empezaron a introducir en

la cámara placas de materiales más pesados, como el plomo, para reducir la velocidad de las partículas observaban, así, imágenes como las de la figura 23: una partícula entra en la cámara desde la parte superior e incide en la placa de plomo, choca con un núcleo de plomo y los residuos de la colisión emergen en el otro lado de la placa.

En diciembre de 1947 se notificó un suceso muy poco común, suceso que se representa en la parte derecha de la figura 23. Se observó la configuración habitual de «partícula arriba, residuo abajo» pero, además, en la parte opuesta de la placa había una serie de líneas en forma de V que parecían surgir de la nada La única interpretación plausible de este hecho era que se había creado una partícula sin carga en la placa de plomo. Tal partícula no crearía iones y su existencia no se pondría de manifiesto por las gotitas de la cámara. En el punto marcado con una V esta partícula sin carga se desintegraría, dando lugar a dos partículas cargadas que pasarían a ser visibles en la cámara. Trabajos posteriores mostraron que estas dos partículas eran, de hecho, un protón y un mesón x negativo. Siguiendo la moderna terminología, la partícula sin carga se denomina partícula Λ (lambda) y se acostumbra a escribir como Λ^o para hacer hincapié en la ausencia de carga eléctrica. Así la reacción representada en la figura 23 sería $\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^-$.

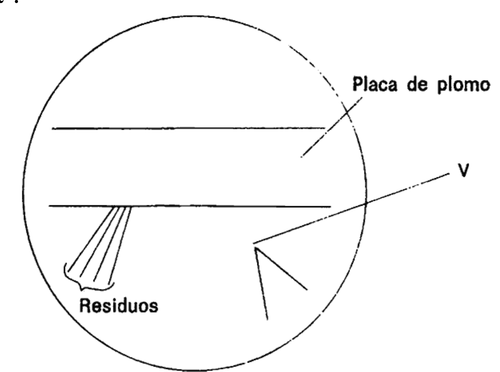


Fig. 23. El descubrimiento de la partícula lambda.

Hay un gran número de cosas extraordinarias en relación con este suceso. En primer lugar, el hecho de que la partícula lambda se pueda desintegrar en un protón más otra partícula implica claramente que debe tener una masa mayor que el protón. Nadie esperaba que tal partícula existiese.

Un hecho incluso más sorprendente es que la partícula lambda parece recorrer varios centímetros en la cámara antes de desintegrarse, indicando que tiene una vida media muy larga. Podemos obtener una estimación aproximada recordando que el tiempo que necesita la luz para recorrer 3 centímetros es

$$t \approx 3 / (3\times10^{10}) = 10^{-10}\ \text{s}$$

de manera que la vida media de la partícula debería ser de este orden de magnitud para que sus trazas fueran visibles en la cámara de niebla Hoy sabemos que la vida media de la partícula lambda es $2{,}6\times10^{-10}$ segundos. Si bien éste puede parecer un tiempo muy corto en la escala humana de tiempos, es en cambio un tiempo muy largo cuando se compara con los 10^{-24} segundos que vimos era el tiempo «natural» para partículas que participaban en la interacción fuerte.

Este hecho complica en gran medida nuestra comprensión de la naturaleza de la partícula lambda. Los físicos habían aceptado las vidas medias relativamente largas de los mesones π y μ. debido a que éstos se desintegraban mediante un proceso semejante al de la desintegración débil del neutrón. El hecho de que los productos finales de la desintegración del pión y del muón sean partículas que no participan en la interacción fuerte hace más fácil aceptar el hecho de que en la escala nuclear vivan un tiempo largo. Con la partícula lambda, sin embargo, este argumento no se puede sostener. La partícula lambda se crea en la desintegración fuerte (la desintegración de un núcleo) y se desintegra en partículas que participan manifiestamente en la interacción fuerte Por una analogía razonable, la partícula lambda *debería* desintegrarse en 10^{-24} segundos en lugar de tener un tiempo de vida más característico de la interacción débil. Pero no lo hace.

Esta propiedad de la partícula lambda la hizo merecedora de un nombre poco común. Junto con otras pocas partículas que tienen propiedades similares se la calificó de partícula «extraña». Como veremos más adelante, y contrariamente a lo que se podría suponer de la cualidad denominada «extrañeza», se le puede dar un sentido cuantitativo, aunque de momento vamos a usarlo meramente como una etiqueta para aquellas partículas que parecen desintegrarse más despacio de lo esperado.

Más o menos al mismo tiempo que se descubrió la partícula lambda, un grupo de mesones extraños fue detectado en los experimentos con rayos cósmicos. Hoy en día reciben el nombre de mesones *K* y se presentan en

dos parejas. La primera contiene un mesón positivamente cargado, denominado K^+, y un miembro neutro, denominado $K°$. La segunda pareja contiene un miembro negativamente cargado, denominado K^- y un miembro neutro —llamado $\overline{K^o}$— que es la antipartícula del $K°$. La masa de cada una de estas partículas es unas 1.000 veces mayor que la del electrón.

Con el descubrimiento de las partículas extrañas en los experimentos con rayos cósmicos, la naturaleza entera de la física de las partículas elementales sufrió un cambio radical. Del estudio de las pocas partículas conocidas y la búsqueda de las pocas predichas, los científicos pasaron a preguntarse cuántas partículas se podían producir y cuáles serían sus propiedades. Para llevar a cabo un estudio de este tipo, la clase de experimentos con rayos cósmicos que hasta ahora hemos considerado es muy poco útil. Sentarse y esperar la aparición de un suceso favorable puede ser una buena manera de dibujar los rayos generales de una nueva teoría, pero si se quieren llevar a cabo estudios exhaustivos es preciso disponer de una fuente de partículas energéticas que sean controlables. Con una fuente tal debería ser posible crear las nuevas partículas a voluntad para poder estudiarlas con mucho más detalles de lo que es posible hacerlo con los rayos cósmicos.

Afortunadamente, las máquinas capaces de producir estos haces energéticos ya se estaban construyendo durante los años treinta. Son los aceleradores y llevan nombres tan altisonantes como ciclotrón, sincrotrón y LINAC. Hablaremos del desarrollo de estas máquinas y de los descubrimientos hechos con ellas en el capítulo 6.

UN COMENTARIO SOBRE UNIDADES

Hasta aquí hemos hablado de las masas de las partículas elementales tanto en términos de gramos como en relación a la masa del electrón. Sin embargo, para un estudio serio de estas partículas ninguno de los dos sistemas de unidades es particularmente útil. Para los científicos que los usaban constantemente, escribir todos estos 10^{-34} segundos pronto se convirtió en algo engorroso. Por otro lado, no parecía tener mucho sentido referirse siempre a la masa del electrón en procesos en los que esta partícula no participaba. El sistema de unidades que se usa actualmente cuando se habla de partículas se basa en la equivalencia entre masa y energía y tiene como unidad básica el electrón voltio, que se escribe *e*V

El electrón voltio se define como la cantidad de energía adquirida por una partícula cuya carga es igual a la del electrón cuando se mueve de un punto a otro entre los que existe una diferencia de potencial de 1 voltio. Por ejemplo, un electrón que pase de un borne de una batería ordinaria de automóvil al otro adquirirá 12 electrón voltios de energía. Diez electrones que sigan el mismo camino adquirirán un total de 120 electrón voltios de energía, la misma que adquiriría un único electrón que se moviera a través de una batería con un potencial de 120 voltios. El electrón gana energía en este proceso porque realiza trabajo para moverse de un borne de la batería al otro en contra de la fuerza eléctrica. En el sistema de unidades en que la masa se mide en gramos y la longitud en centímetros, 1 electrón voltio = $1{,}6\times10^{-12}$ ergios.

Dado que la masa y la energía están relacionadas por la ecuación de Einstein, podemos hablar del equivalente energético de la masa del electrón. En términos de electrón voltios obtenemos para el electrón

$$m_e c^2 = 0{,}51\times10^6\ e\mathrm{V}$$

mientras que para el protón obtenemos

$$m_p c^2 = 939\times10^6\ e\mathrm{V}$$

Vemos, pues, que las masas de las partículas elementales son números relativamente grandes cuando se expresan en electrón voltios. En consecuencia, usamos normalmente la serie de abreviaciones que se indica en la siguiente tabla:

Abreviatura	Nombre completo	Valor
*e*V	electrón voltio	1
k*e*V	kiloelectrón voltio	10^3 *e*V
M*e*V	megaelectrón voltio	10^6 *e*V
G*e*V	gigaelectrón voltio	10^9 *e*V
T*e*V	teraelectrón voltio	10^{12} *e*V

En términos de unidades de energía, las masas de todas las partículas elementales que hemos visto hasta ahora están indicadas en la siguiente tabla:

Partícula	Masa (para partículas) o energía (para fotones)

electrón	0,511 M*e*V
muón	105,7 M*e*V
$\pi^{\pm}$	139,6 M*e*V
π°	135,0 M*e*V
K	493,7 M*e*V
protón	938,3 M*e*V
neutrón	939,6 M*e*V
Λ°	1.115,6 M*e*V
fotones (luz visible)	~10 *e*V
rayos X	~100 k*e*V - 10 M*e*V

6. La aparición de los aceleradores

«En silencio dimos vueltas y más vueltas...»

OSCAR WILDE. «The Ballad of Reading Gaol»

DE LO NATURAL A LO ARTIFICIAL

En todos los experimentos que hemos descrito hasta ahora se aprovechan fuentes naturales de partículas energéticas para desencadenar los sucesos que se estudian. Rutherford, por ejemplo, obtuvo sus proyectiles de partículas alfa a partir de trozos de materiales radiactivos naturales y Anderson descubrió el positrón como un producto final de las colisiones de rayos cósmicos. Esta clase de experimentos tiene ventajas evidentes. Por ejemplo, son relativamente baratos, ya que únicamente hay que construir aparatos para detectar interacciones: los proyectiles son gratis. Pero, por otro lado, como señalábamos en el capítulo 5, presentan también serias limitaciones. Cuando se depende del suministro natural de partículas para realizar un experimento, no se puede hacer otra cosa que esperar hasta que aparezcan las partículas deseadas.

Además, los experimentos con rayos cósmicos revelaron la existencia de muchas partículas hasta entonces insospechadas, todas las cuales eran inestables. Si queremos ver cómo son, debemos tener un medio de producirlas en cantidades suficientemente grandes para permitir su estudio. Parecía claro que del mismo modo que en la mayoría de los descubrimientos con rayos cósmicos había intervenido un elemento de suerte, para llevar a cabo cualquier trabajo sistemático en el campo de las partículas elementales también se debería aguardar a que ciertos sucesos «felices» pudieran ser observados rutinariamente en el laboratorio. Esto, en definitiva, dependía de la capacidad de los físicos para producir grandes cantidades de partículas energéticas. Con la ayuda de estos «rayos cósmicos artificiales», los experimentos como los que hemos descrito se podrían realizar bajo condiciones controladas.

Para comunicar una elevada energía a una partícula normal es preciso acelerarla. Las máquinas que hacen este trabajo se llaman aceleradores (nombres como *trituradores de átomos* nunca han sido del agrado de los físicos). Si los rayos cósmicos pueden proporcionarnos fotones de alta energía, los aceleradores se pueden usar (y se usan) para acelerar cualquier partícula cargada, desde protones y electrones a núcleos de átomos pesados. Sin embargo, las máquinas aceleradoras de protones y electrones —las más abundantes y estables de las partículas elementales— son las que han ocupado la vanguardia de la investigación en nuestros días.

Podemos clasificar los aceleradores en dos tipos fundamentales. En el primero, las partículas se aceleran al viajar a lo largo de un tubo largo y recto: es un acelerador lineal. En el segundo tipo, se hace recorrer a la partícula una trayectoria circular aplicándole un campo magnético y amplificando su energía cada vez que pasa por cierto punto. Esta clase de máquina recibe el nombre de ciclotrón o sincrotrón, dependiendo de cómo se aplique el campo magnético. Dentro de cada una de estas categorías generales hay variaciones y adaptaciones que en última instancia están limitadas simplemente por la imaginación de los diseñadores. Tanto los protones como los electrones pueden ser (y son) acelerados en máquinas lineales y circulares.

Históricamente, un congreso celebrado en Bagnères (Francia) en julio de 1953 señala el momento en que la investigación en partículas elementales pasó de basarse en los rayos cósmicos a basarse en los aceleradores de partículas. Pero antes de que tal cosa ocurriera tuvo que transcurrir un largo período de desarrollo durante el cual estas máquinas pasaron de ser aventuras experimentales a convertirse en herramientas fiables que se pudieran usar en la investigación cotidiana.

E. O. LAWRENCE Y EL CICLOTRÓN

En un atardecer californiano del año 1929, Ernest O. Lawrence, por aquel entonces profesor ayudante de física en Berkeley, estaba sentado en la biblioteca de la universidad hojeando algunas revistas técnicas. En la revista alemana *Arkiv für Electrotechnik*, encontró un artículo dedicado a un proyecto de obtención de partículas aceleradas. Al leerlo, empezó a pensar en otra manera de alcanzar el mismo objetivo y tomó unas cuantas anotaciones.

Básicamente, su idea era la siguiente: se sabía ya que una partícula cargada se desviaba por la acción de un campo magnético; además, si el campo cubría una región suficientemente grande del espacio, la partícula describía una circunferencia Si el campo magnético tiene una fuerza designada por *B*, éste ejercerá una fuerza igual a Bqv sobre una partícula de carga q que se mueva a velocidad v. A fin de mantener la partícula moviéndose en un círculo de radio R, la fuerza magnética debe equilibrar a la fuerza centrífuga. La expresión matemática para esta última es mv^2 / R, donde m corresponde a la masa de la partícula. Esto significa que para una partícula sometida a la acción de un campo magnético se debe cumplir

$$\frac{mv^2}{R} = Bqv$$

de modo que el radio de la circunferencia a lo largo de la cual se mueve la partícula es simplemente

$$R = \frac{mv}{Bq}$$

Podemos visualizar el significado de esta ecuación en la figura 24. Si imaginamos un gran imán con un polo por encima de la página y otro por debajo de la misma, entonces a cada velocidad que un tipo determinado de partícula puede adquirir le corresponde un radio de movimiento. Por ejemplo, una partícula con velocidad v_1 se moverá en una circunferencia de radio R_1, una partícula con velocidad v_2 se moverá en una circunferencia de radio R_2, y así sucesivamente. Cuanto más rápidamente se mueve la partícula, tanto mayor es el radio.

Estas trayectorias circulares se llaman *órbitas ciclotrónicas.* Si las órbitas de la figura 24 corresponden a protones, entonces los electrones sometidos al mismo campo magnético se moverán en la dirección opuesta (sentido de avance de las agujas del reloj) a lo largo de circunferencias de mucho menor radio. El hecho de que el radio del electrón sea menor es meramente una consecuencia de que el radio de la órbita es proporcional a la masa de la partícula, y el electrón tiene una masa más pequeña que la del protón.

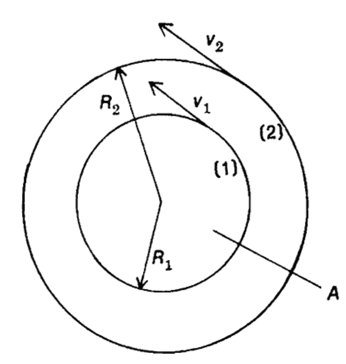


Fig. 24. Órbitas ciclotrónicas. La órbita interior es la que hemos llamado órbita 1, la exterior es la órbita 2.

Veamos cuánto tarda una partícula en recorrer una órbita ciclotrónica. En la órbita designada por 1 en la ilustración, la partícula se mueve con una velocidad v_1, y debe recorrer una distancia $2\pi R_1$ que es la circunferencia del círculo. Esto quiere decir que

$$2\pi R_1 = v_1 t.$$

Si sustituimos el valor de v_1 obtenido de la ecuación $mv^2 / R = Bqv$, nos queda, pues,

$$2\pi R_1 = \frac{Bq}{m} R_1 \times t$$

Esta fórmula contiene la idea fundamental que permitió a Lawrence construir su primer ciclotrón. Nótese que el radio de la órbita, R_1, se elimina en los dos lados de la ecuación

$$2\pi = \frac{Bq}{m} \times t$$

de manera que el tiempo necesario para completar una órbita depende únicamente del campo magnético y de la carga y la masa de la partícula. *No* depende de la velocidad con que la partícula se mueve. Esto es así porque las partículas más rápidas se mueven en órbitas más largas, de manera que el incremento de la velocidad de la partícula se compensa exactamente con la mayor distancia que tiene que recorrer. El tiempo empleado es exactamente el mismo.

El significado de esta eliminación es el siguiente: si en la línea *A* de la figura 24 instalamos un dispositivo acelerador y lo sincronizamos de tal

forma que la partícula reciba un impulso cada vez que pase por ella, la partícula se va acelerando. De esta manera se puede suministrar una gran cantidad de energía a la partícula en pequeñas dosis, del mismo modo que se pueden conseguir grandes oscilaciones al columpiar a un niño por medio de una serie de pequeños, aunque convenientemente espaciados, empujones. Podría haber un problema en el hecho de que a medida que la partícula adquiere más velocidad se traslada a una órbita de radio mayor. Pero aquí es donde la eliminación del radio juega un papel importante, ya que si los impulsos están sincronizados para una partícula en la órbita 1, estarán también correctamente sincronizados para la órbita 2 o cualquier otra órbita. Esto quiere decir que si partimos de una partícula en la órbita 1 y espaciamos los impulsos aceleradores para comunicarle energía, las aceleraciones continuarán estando adecuadamente sincronizadas a medida que la partícula gane energía y se mueva en órbitas más externas. De esta manera es posible acelerar la partícula para que adquiera una energía muy alta suministrándole una serie de pequeñas pero convenientemente espaciadas diferencias de potencial, en lugar de un único y gran impulso.

Según testigos presenciales en Berkeley, cuando Lawrence se dio cuenta de las implicaciones de este hecho, empezó a dar vueltas alrededor del laboratorio como un Arquímedes moderno, excepto que en lugar de gritar «Eureka» empezó a detener a la gente y a explicarles que «¡Las *R* se eliminan!, ¡Las *R* se eliminan!».

La máquina que Lawrence y sus colaboradores diseñaron posteriormente se conoce como el ciclotrón. La máquina consistía en dos electrodos semicirculares en forma de D (llamados *des*) separados por un cierto intervalo tal como se indica en la figura 25. Entre los dos electrodos se podía aplicar una diferencia de potencial oscilante que cambiaba de signo periódicamente, de la misma forma que la corriente alterna de la red eléctrica cambia de signo 60 veces cada segundo. Todo el dispositivo se encontraba sometido a un campo magnético constante que garantizaba las trayectorias circulares de las partículas aceleradas.

Un protón que llegue al punto de la derecha indicado en la parte A de la figura 25, es atraído por la cara opuesta de la separación, que se encuentra negativamente cargada, atravesando la separación y adquiriendo energía en el proceso. Mientras el protón se mueve a través del campo magnético de la D superior, el potencial de la separación cambia, de manera que cuando el protón llegue a la parte izquierda será atraído otra vez por el potencial

negativo de la cara opuesta (parte B). Una vez más será acelerado y se repetirá el proceso.

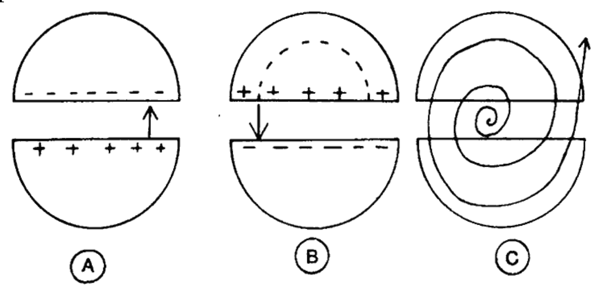


Fig. 25. El principio del ciclotrón.

Una partícula introducida cerca del centro de las *des se* moverá en una trayectoria espiral como la que se muestra en la parte C. Cada vez que la partícula cruza la separación, es acelerada y trasladada a una órbita más externa hasta que alcanza la pared del anillo. El resultado final de este proceso es un haz de partículas energéticas que se puede usar en los experimentos en sustitución de los rayos cósmicos.

El desarrollo del ciclotrón en los años treinta constituye una historia fascinante. Lawrence requiso una vieja cabaña en el campus de Berkeley para su laboratorio y llamó a la puerta de muchas fundaciones privadas para conseguir dinero para su proyecto. Mientras tanto, junto con Stanley Livingston, un antiguo estudiante suyo, empezó a trabajar con una máquina de 10 centímetros de diámetro. Trabajó día y noche para superar las dificultades técnicas inherentes al proyecto (algunas de las cuales eran verdaderamente formidables). Una versión mejorada de la máquina de 10 cm produjo protones con energías de 80 k*e*V en 1931, y en febrero de 1932 una nueva versión de 30 cm consiguió el objetivo original de Lawrence de 1 millón de voltios (1 M*e*V). El recuerdo de este acontecimiento por parte de Livingston es muy vivido: «Escribí la cifra en la pizarra. Lawrence llegó con retraso... Vio la pizarra, miró el miliamperímetro para comprobar la corriente de resonancia, y se puso literalmente a bailar en la habitación.»[2]

---

[2] Citado y extraído del libro de Nuel Pharr Davis. *Lawrence* y *Oppenheimer* (New York Simon y Schuster, 1968)

La cifra de un millón de voltios fue elegida como un objetivo por distintas razones. Es un bonito número y como tal sin duda facilitó la recaudación de fondos. Además, por aquel entonces se aceptaba que eran necesarias energías de este calibre para penetrar en el núcleo, de manera que Lawrence pensaba que había que conseguir una energía de como mínimo 1 M*e*V antes de poder llevar a cabo experimentos de importancia. El personal del laboratorio estaba tan convencido de que era así, que conectaron el contador Geiger que controlaba la radiación proveniente del blanco en el mismo circuito que la máquina, de manera que se ponía en funcionamiento sólo cuando el chorno de partículas incidía en el blanco.

Imagínense, pues, su sorpresa al saber que un grupo de científicos ingleses, usando un acelerador de diseño anticuado, lograron producir una colisión en la que se destruyó un núcleo y se obtuvieron nuevos elementos químicos. Dándose cuenta de que si un haz de unos pocos centenares de k*e*V podía producir una transmutación artificial de los elementos, entonces su ciclotrón debía haber estado haciendo lo mismo. Lawrence y sus ayudantes entraron en el laboratorio y volvieron a conectar los circuitos de tal manera que el contador Geiger funcionara aunque el ciclotrón estuviera desconectado. Al hacerlo, el contador empezó a emitir los chasquidos que indicaban la presencia de nuevos elementos, que se estaban desintegrando como cualquier otro material radiactivo. Sin duda, se vieron algunas caras pálidas en el laboratorio aquel día. Ya es bastante grave ser adelantado en un descubrimiento importante, pero ser derrotado porque no se dejó la máquina enchufada... En las palabras de uno de los participantes en aquella escena: «Hubiéramos querido que nos tragara la tierra.»

Pero si el honor de este descubrimiento no fue para el nuevo laboratorio de radiación de Lawrence, otros se sucedieron rápidamente. En el año 1933, a la edad de treinta y dos años, Lawrence fue elegido miembro de la Academia Nacional de las Ciencias, de la que fue el miembro más joven. En el año 1939 recibió el Premio Nobel. El ciclotrón pronto se convirtió en el instrumento principal para el estudio de la física nuclear y en una de las fuentes primarias para obtener los materiales radiactivos exóticos que se usan en medicina para el tratamiento del cáncer y como sondas radiactivas. En 1940. Edwin M. McMillan identificó los elementos neptunio y plutonio en blancos que habían sido irradiados por el haz ciclotrónico, un descubrimiento por el que más tarde le sería otorgado el Premio Nobel. Estos ele-

mentos no se encuentran en la naturaleza, sino que son los primeros elementos químicos producidos artificialmente (los primeros de aproximadamente una docena que se conocen en la actualidad, la mayoría de los cuales han sido creados en Berkeley).

Junto a su hermano John (doctor en medicina), Lawrence pronto se dio cuenta de las posibilidades que tenía su máquina en el campo de la medicina. Además de la producción de radio u otros elementos radiactivos para la terapia del cáncer, se empezaron a hacer experimentos para averiguar la utilidad de los haces ciclotrónicos en el tratamiento directo de tumores. Éste es un campo en el que todavía se usan los haces de partículas aceleradas. En los Estados Unidos es posible obtener tratamientos contra el cáncer en los que intervienen haces de protones, neutrones e incluso mesones pi.

Esta aplicación del ciclotrón debió adquirir connotaciones muy especiales para los hermanos Lawrence cuando en 1938 se diagnosticó a su madre un cáncer terminal. En lo que debe haber sido uno de los más dramáticos y poco conocidos episodios de la historia de la física, los dos hermanos llevaron a su madre a los equipos experimentales de la Universidad de Berkeley y la trataron con grandes dosis de radio. Quizás haya sido la primera persona tratada con el haz de neutrones del ciclotrón, aunque no se tenga confirmación oficial de ello. Sea cual fuese el tratamiento que le aplicaron, tuvo éxito y su madre continuó con vida hasta la edad de 83 años.

En cierto modo, Lawrence era un prototipo de personaje que se encuentra frecuentemente en la física moderna: una mezcla de promotor, director general y científico. La mayoría de los experimentos que hemos descrito en capítulos anteriores eran bastante modestos en sus objetivos. Requerían relativamente poco apoyo financiero y se podían llevar a cabo por un equipo de investigación compuesto por un científico y unos cuantos estudiantes. La construcción del ciclotrón no se podía hacer de esta manera. Requería un gran laboratorio con ingenieros, técnicos y científicos de muy diversas áreas de especialización. Es probablemente el primer ejemplo de lo que ahora denominamos un equipo científico. La persona capaz de dirigir una operación de este estilo debe poseer capacidades que van más allá de las que comúnmente asociamos con el científico.

Debe ser capaz de «sacar dinero de las piedras», coordinar el trabajo de muchas personas diferentes y. en su tiempo libre, idear buenos experimentos para que su equipo los lleve a cabo. En nuestros días, cuando ya los experimentos más sencillos que se realizan en los modernos aceleradores

requieren docenas de trabajadores y millones de dólares, estas virtudes todavía se cotizan más.

EL SINCROTRÓN

Según Lawrence lo veía, no había límite para la cantidad de energía que se podía comunicar a una partícula en el ciclotrón Bastaba con hacer la máquina más grande para acelerar una partícula tanto como se quisiera. Justo antes de la Segunda Guerra Mundial llegó incluso a conseguir fondos para construir una máquina de 100 M*e*V.

Hay, sin embargo, algunas limitaciones teóricas en el rendimiento del ciclotrón que son consecuencia de la teoría de la relatividad. Según esta teoría, cuando una partícula se mueve a velocidades próximas a la velocidad de la luz, su masa aumenta. Esto impone límites en la energía de las partículas en el haz, ya que la velocidad de una partícula en el ciclotrón depende inversamente de su masa. El límite teórico está en los 25 M*e*V, muy por debajo del objetivo de Lawrence de 100 M*e*V. De hecho, el ciclotrón más potente que se conoce produce un haz de protones de aproximadamente 22 M*e*V.

¿Es realmente importante este límite? Veinte M*e*V es una energía suficientemente grande para realizar casi cualquier experimento relacionado con el núcleo del átomo; pero es una energía bastante pequeña para estudiar partículas elementales. Por ejemplo, para producir un mesón π en una colisión entre el haz y el blanco, necesitamos como mínimo 140 M*e*V, la energía equivalente a la masa del pión. Naturalmente, un experimento de esta clase no se puede hacer con una máquina de 20 M*e*V

De hecho, si queremos aceleradores adecuados para producir y estudiar partículas elementales, necesitamos energías del orden de unos pocos G*e*V, y no energías de sólo unos cientos de M*e*V. En conclusión: necesitamos una máquina basada en un principio enteramente nuevo Este nuevo principio se concretó en el sincrotrón, el prototipo básico de la generación actual de aceleradores.

La limitación básica del ciclotrón estriba en que fue diseñado para contener partículas cada vez más rápidas con un único campo magnético constante. Esta dificultad se soslaya en el sincrotrón incrementando el campo magnético a medida que la partícula adquiere más energía. Un sincrotrón

común como el de la figura 26, consta de una serie de electroimanes en forma de anillo toroidal hueco y de uno o más lugares, llama dos cavidades aceleradoras, donde se puedan aplicar fuerzas para acelerar las partículas. Supongamos que el campo magnético se ajusta de manera que una partícula dada se mueve en una circunferencia cuyo radio coincide con el del anillo. Si esta partícula no es acelerada, continuará moviéndose dentro del anillo. Pero si se acelera, la misma ley que aplicamos en nuestra discusión del ciclotrón nos dice que la partícula ascenderá a una órbita de mayor radio. Si no se hace nada para contrarrestar esta tendencia, la partícula pronto chocará contra la pared de la máquina y se perderá.

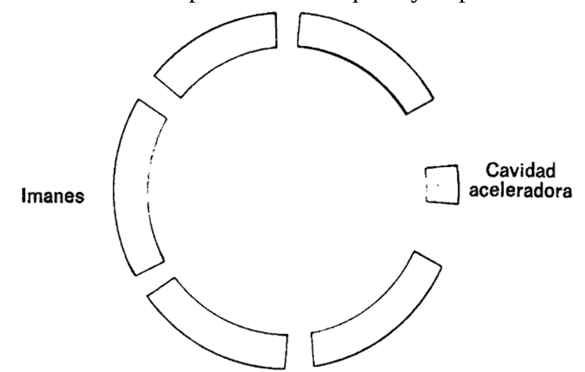


Fig. 26. Un sincrotrón convencional.

Supongamos, sin embargo, que conseguimos aumentar el campo magnético cada vez que la partícula pase por el punto de aceleración Habrá entonces dos efectos opuestos: la aceleración tenderá a hacer que la partícula se mueva en una trayectoria de mayor radio, pero el aumento del campo magnético tenderá a trasladar a una trayectoria de radio menor. Si ajustamos la aceleración y los imanes correctamente, podemos hacer que estos dos efectos se compensen y que la partícula continúe moviéndose dentro del anillo a pesar de que posea mayor energía. Si aumentamos el campo magnético a medida que la velocidad de la partícula aumenta, podemos incrementar la energía de la partícula poco a poco hasta que ésta alcance la necesaria para el experimento en cuestión. Las únicas limitaciones del sincrotrón son el tamaño del anillo y el costo inherente a la construcción de grandes máquinas.

A diferencia del ciclotrón, que suministra un haz continuo de partículas aceleradas, el sincrotrón, acelera un grupo de partículas siguiendo el ciclo que hemos descrito y entonces vuelve a empezar el proceso para el siguiente grupo. Por consiguiente, suministra las partículas aceleradas en breves ráfagas en lugar de hacerlo de una manera continua. Es un precio menor que hay que pagar en compensación por las altas energías obtenibles.

El primer sincrotrón que rompió la barrera del G*e*V se construyó en el Laboratorio Nacional de Brookhaven, en Long Island, Nueva York. En 1953 suministró un haz de protones de 3 G*e*V con un anillo de 18 metros de diámetro. El sincrotrón de protones más grande que existe está en el Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab o FNAL) cerca de Chicago (hablaremos de él con más detalle después). Tiene un anillo de más de un kilómetro y medio de diámetro y suministra protones de 500 G*e*V, aunque hay proyectos para aumentar su potencia a 1 T*e*V Se ha recorrido, pues, un largo camino desde que Lawrence construyera su primer ciclotrón de 10 cm en su laboratorio.

ACELERADORES LINEALES

El sincrotrón es la máquina ideal para suministrar protones de muy alta energía Para electrones, sin embargo, presenta una limitación fundamental. En el capítulo 1 vimos que cualquier carga eléctrica acelerada emite fotones. Los electrones que giran en un anillo están siendo acelerados y por tanto emiten radiación. Esta radiación proviene de las fuerzas asociadas al campo magnético (las fuerzas que mantienen al electrón moviéndose a lo largo de una circunferencia), y no principalmente del pequeño impulso que el electrón recibe cada vez que da una vuelta en el anillo Nos encontramos, pues, en una situación en que los electrones reciben energía por medio de la máquina y la pierden por radiación.

Al ser bastante ligeros, los electrones irradian mucho más que las partículas pesadas como los protones. El resplandor azulado que puede verse en los aceleradores de electrones es el resultado de esta radiación, llamada radiación sincrotrón. Así. para los electrones, el límite en el que se pierde

toda la energía ganada gracias al aparato acelerador se alcanza a una energía relativamente baja Los mayores aceleradores circulares de electrones trabajan a 5-10 G*e*V.

Para sobrepasar este límite, se usan dispositivos en los que los electrones se aceleran en línea recta. Son los aceleradores lineales o LINACs. También se diseñaron en los años treinta y han jugado un importante papel en la física de partículas. La sección transversal de un acelerador lineal convencional se muestra en la figura 27. Se trata de un tubo hueco de gran longitud, dividido a intervalos por anillos que forman compartimentos separados. Tanto el tubo como los anillos están hechos de un material conductor, como el cobre. Cada compartimento tiene su fuente de energía independiente que crea un campo eléctrico. El suministro de corriente se acciona de tal modo que la onda electromagnética generada recorre el tubo pasando de un compartimento al siguiente. Los electrones «montan» en esta onda de la misma manera que una persona practicando surfing monta en una ola marina. Al aumentar la velocidad de los electrones, aumenta también la de la onda, de manera que los electrones ocupan el punto de la onda donde adquieren la máxima aceleración.

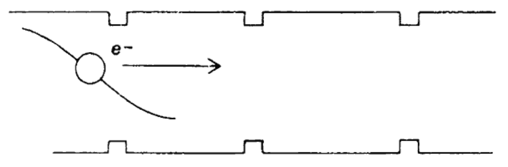


Fig. 27. Sección transversal de un acelerador lineal convencional

El centro para la investigación de aceleradores lineales se encuentra en la Universidad de Stanford, cerca de San Francisco. Inmediatamente después de la Segunda Guerra Mundial, una serie de aceleradores lineales (llamados con bastante propiedad Mark I, Mark II y Mark III) produjeron haces de electrones de 1,2 G*e*V. Robert Hofstadter usó estas máquinas para llevar a cabo estudios detallados del núcleo y del protón, trabajos por los que le fue concedido el Premio Nobel en 1961. El 21 de mayo de 1966 se hizo pasar el primer chorro de electrones a través del más sofisticado acelerador lineal que se conoce, un acelerador de 3,2 km de largo perteneciente

al Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). Esta máquina produce electrones de 20 G*e*V y ha sido la fuente de electrones empleada en algunos de los importantes descubrimientos que describiremos más tarde.

HACES SECUNDARIOS Y ANILLOS DE ALMACENAMIENTO

La aceleración de electrones y protones constituye la razón de ser principal de las máquinas modernas de alta energía, pero a lo largo de los años estas máquinas han ido recibiendo un gran número de otros usos, diversos e importantes. Las aplicaciones más interesantes provienen de la utilización de los llamados haces secundarios.

Supongamos que el haz de protones de alta energía de un acelerador choca contra un blanco, tal como se muestra en la figura 28. El blanco, en principio, puede estar hecho de cualquier clase de material, pero generalmente es un bloque de metal, como el cobre. Cuando los protones chocan con los núcleos del blanco surgen toda clase de partículas. Estas partículas secundarias emergen del blanco formando un cono muy estrecho. Si hacemos pasar las partículas a través de una disposición conveniente de imanes y rendijas podremos conseguir que, por ejemplo, solamente los mesones π de una cierta energía deseada lleguen al área experimental.[3] Con este procedimiento, podemos servimos del haz primario de protones para producir un haz secundario de piones y usar estos piones en nuestros experimentos. De esta manera es posible llevar a cabo estudios detallados de las interacciones de estas partículas secundarias con la materia.

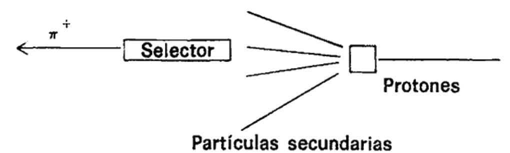


Fig. 28. Proceso de obtención de un haz secundario (en este caso de mesones π)

[3] Este procedimiento recibe el nombre de selección magnética, técnica que más adelante será discutida con mayor detalle.

Gracias a los modernos aceleradores podemos disponer rutinariamente de haces de mesones π, mesones *K*, neutrones, fotones de alta energía, muones y neutrinos, al igual que haces de otras partículas que todavía no hemos mencionado, como los antiprotones.

Si partimos de un haz de mesones π y aguardamos unos instantes, éstos empezarán a desintegrarse en mesones μ. El haz mixto de piones y muones resultante puede «destilar», haciéndolo pasar a través de un campo magnético apropiado hasta obtener un haz puro de mesones μ. Este haz está listo entonces para ser usado en un experimento. En la última década, y a medida que la tecnología de los aceleradores ha ido evolucionando, se ha podido avanzar un paso más. Si no interferimos con los mesones μ durante un tiempo, éstos se descompondrán en electrones y neutrinos. Si ahora hacemos pasar *este* haz mixto a través de un gran bloque de material (generalmente placas de acero o cientos de metros de tierra), el haz perderá todas las partículas a causa de las interacciones, quedando únicamente los neutrinos. El resultado será un haz de neutrinos. Como veremos después, este haz de neutrinos se usó en el Fermilab para hacer algunos importantes descubrimientos acerca de la interacción débil.

Otro aspecto interesante de los haces secundarios es el siguiente: dado que la vida media del mesón π es $2{,}5\times10^{-8}$ segundos, aunque éste viajara a la velocidad de la luz sólo podría recorrer unos cuantos centímetros antes de desintegrarse Ahora bien, los haces secundarios tienen metros (incluso cientos de metros) de longitud, de modo que, por lo menos en apariencia, ¿nos enfrentamos con una contradicción fundamental?

De hecho, la paradoja se resuelve aplicando un corolario de la teoría de la relatividad. La teoría de la relatividad nos dice que un reloj en movimiento parece funcionar más despacio que un reloj en reposo, o, expresado más precisamente, que un reloj en movimiento parecerá atrasarse respecto de un reloj en reposo para un observador que se encuentre también en reposo. La relación entre los tiempos medidos por los dos relojes es

$$T_s = \frac{T_v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

donde T_S es el tiempo medido con el reloj en reposo, T_V es el tiempo que mide el observador en movimiento con el reloj en movimiento y v es la velocidad del reloj en movimiento.

Para un observador imaginario sentado encima de un mesón, la velocidad del mesón es cero y el mesón se desintegrará en $2{,}5\times10^{-8}$ segundos, como cabe esperar. Pero si el mesón se mueve a gran velocidad con respecto al laboratorio, la gente del laboratorio verá el reloj que se mueve con el mesón funcionando mucho más despacio que el suyo. Así, en el laboratorio el mesón recorrerá una distancia mucho mayor que los pocos centímetros esperados.

Si el mesón se mueve, por ejemplo, a una velocidad del 99,999 por ciento de la velocidad de la luz, entonces un intervalo de $2{,}5\times10^{-8}$ segundos en el reloj que se mueve con el mesón se traduce en

$$T_s = \frac{T_v}{\sqrt{1-(0{,}99999)^2}} = 5{,}5\times10^{-6}s$$

para un reloj en el laboratorio. En este tiempo, el mesón recorrerá una distancia $D \approx 3\times10^{8} \times 5{,}1\times10^{-6}$ = 1.530 metros en el laboratorio (distancia suficiente para producir el haz secundario). Así, la existencia misma de los haces secundarios ¡puede tomarse como un dato a favor de la teoría de la relatividad!

Un accesorio importante de un acelerador moderno es el anillo de almacenamiento. Este dispositivo consiste en una serie de electroimanes dispuestos en forma de anillo, un diseño muy parecido al diseño básico del sincrotrón pero sin cavidades aceleradoras. Se introducen en el anillo grupos de partículas aceleradas previamente por un acelerador y se ajusta el campo magnético de forma que las partículas den vueltas constantemente en el interior del anillo. En este sentido, las partículas aceleradas se encuentran almacenadas en el anillo.

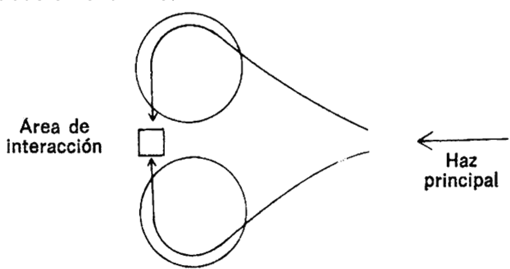


Fig. 29. Estructura de un anillo de almacenamiento típico.

Una aplicación del anillo de almacenamiento se muestra en la figura 29. Se introducen partículas aceleradas en dos anillos hasta que éstos estén «llenos». La operación puede durar hasta 30 minutos. Luego las partículas de los dos anillos son llevadas a una zona de interacción donde pueden colisionar de frente. Del mismo modo que en un choque frontal de automóviles en marcha se libera más energía que en un choque contra un objeto en reposo, las colisiones frontales en los anillos de almacenamiento proporcionan más energía con la que crear nuevas partículas.

Hay anillos de almacenamiento para protones, electrones y positrones. Varias combinaciones (por ejemplo, electrones en un anillo y positrones o protones en el otro) ya se han ensayado o se encuentran en una fase avanzada de proyecto. En el capítulo 12 hablaremos de algunos experimentos importantes con anillos de almacenamiento.

EL FERMl NATIONAL ACCELERATOR LABORATORY: UN ENORME ACELERADOR

Para hacemos una idea de cómo es un gran acelerador vamos a hablar del Fermi National Accelerator Laboratory. Se encuentra a unos 80 km al oeste de Chicago y es el acelerador más grande del mundo. En la figura 30 se representa un esquema de esta máquina.

Los protones que van a ser acelerados se obtienen de la ionización del hidrógeno. Inician su recorrido adquiriendo una energía de 750 k*e*V con ayuda de un dispositivo corriente de alta tensión y a continuación se introducen en un acelerador lineal de 200 M*e*V. De este aparato pasan a un «amplificador», que, de hecho, es un sincrotrón de 8 G*e*V. Una vez han alcanzado esta energía se inyectan en el anillo principal. Podemos decir que estos tres preaceleradores juegan un papel similar al de las marchas en la transmisión de un automóvil. Cada uno incrementa la velocidad del protón hasta que éste está listo para cambiar a una «marcha más larga».

En el FNAL, «la directa» corresponde a un anillo de 1 kilómetro de radio. El proceso descrito se repite unas trece veces hasta llenar el anillo, lo cual se consigue en más o menos un segundo. Una vez el anillo está lleno, empieza el proceso de aceleración. Confinados en el anillo por medio de 1.000 electroimanes, los protones realizan alrededor de 70.000 revoluciones, adquiriendo en cada una de las cuales una energía de 2,8 M*e*V que

les confieren las dieciséis cavidades aceleradoras distribuidas alrededor del anillo. Finalmente, después de unos 3 segundos, emergen como protones de 200 G*e*V. Para conseguir 500 G*e*V se necesita más tiempo.

Una vez se han extraído los protones del haz, son dirigidos (en una zona llamada distribuidor) hacia una de tres áreas experimentales. Éstas son el área del protón, donde los mismos protones se aprovechan para distintos experimentos, el área del mesón y la del neutrino. Los haces de mesones se obtienen mediante el método descrito en la sección anterior. Debido a la elevada velocidad de las partículas, las zonas experimentales propiamente dichas se encuentran a más de 300 metros de distancia del punto de origen de las partículas secundarias. Ésta es la distancia necesaria para separar los diferentes tipos de mesones (y neutrones)

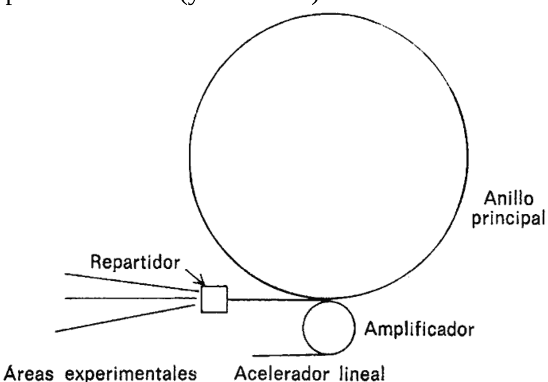


Fig. 30. Esquema del acelerador del Fermilab.

Los mesones que finalmente dan lugar al haz de neutrinos recorren unos 300 m antes de encontrarse con una barrera de tierra de 1 km de espesor. Los neutrinos emergentes llegan a una zona experimental que se encuentra 2 km más allá del anillo principal. Así pues, cuando se trabaja con altas energías, hay que empezar a pensar a gran escala.

Cuarenta años después del primer ciclotrón de 10 cm de Lawrence, los aceleradores han recorrido un largo camino, tanto en lo que respecta a su tamaño como en la cantidad de conocimiento sobre el mundo que nos han proporcionado. La mayor parte de las páginas restantes las dedicaremos a describir y a intentar comprender cosas que han sido descubiertas gracias a los aceleradores.

7. La proliferación de las partículas elementales

Las cosas no tardaron en ponerse interesantes.

THOMAS PYNCHON. «The Crying of Lot 49»

EL DESCUBRIMIENTO DEL ANTIPROTÓN: UN DESCUBRIMIENTO POSIBLE GRACIAS A LOS ACELERADORES

A principios de los años cincuenta, la investigación en el campo de las partículas elementales se encontraba en un punto muerto. Sin embargo, varias líneas distintas de investigación confluyeron de tal forma que fue posible dar el siguiente paso adelante Los datos proporcionados por los rayos cósmicos mostraban la existencia de muchas más partículas que las que se esperaba. En un libro de texto de física el autor expresaba irónicamente la situación titulando uno de los capítulos «Partículas de las que podríamos prescindir» Pero, por otro lado, estaba claro que de los rayos cósmicos ya se había extraído prácticamente toda la información posible. Fue entonces cuando la nueva generación de aceleradores de la gama de los G*e*V hizo su aparición, llegando a tiempo para sacar a la investigación sobre partículas elementales del callejón sin salida en que se encontraba. El descubrimiento en Berkeley del antiprotón es uno de los descubrimientos más importantes que se efectuaron con la ayuda de los nuevos aceleradores.

En el capítulo 4 hablábamos ya de antipartículas, concretamente del positrón (la antipartícula del electrón). La existencia de una antipartícula para el protón, es decir de una partícula con la misma masa que el protón pero con carga negativa, era algo aceptado por un acto de fe por la mayoría de los físicos teóricos. Había tal vez unos cuantos fenómenos relacionados con los rayos cósmicos que, con algún esfuerzo de la imaginación, podían ser interpretados como datos en favor de la existencia de esta partícula. Sin embargo, obtener una prueba incuestionable de su existencia en el laboratorio era otra cuestión. Con un haz de protones, la única manera de producir un antiprotón es mediante la reacción $pp \rightarrow ppp\bar{p}$, donde $\bar{p}$ representa la antipartícula (de ahora en adelante usaremos una barra encima del símbolo

de una partícula para simbolizar su antipartícula). La razón de que la producción de un antiprotón venga acompañada de la producción de un protón adicional tiene que ver con leyes de conservación que comentaremos más adelante.

¿Cuánta energía se necesita para crear esta antipartícula? Podríamos pensar que, dado que se producen dos panículas adicionales de masa igual a 938 M*e*V, necesitamos un haz con una energía cinética de 2 × 938 = 1.876 M*e*V. Sin embargo, según las leyes de conservación del momento y de la energía, las cuatro partículas presentes en el estado final de la reacción no pueden estar en reposo: deben tener un mínimo de energía cinética. Teniendo en cuenta estas consideraciones, la energía cinética que hay que dar a un protón del haz acelerado resulta ser de 5,6 G*e*V. La necesidad de alcanzar esta energía fue una de las razones de fondo para construir el bevatrón en Berkeley. Por este motivo se acostumbra a describir esta máquina como el acelerador «diseñado para producir el antiprotón».

Una vez conseguida la energía suficiente, el problema con que se enfrentaban los investigadores era cómo distinguir los antiprotones entre las muchas partículas negativas producidas en las colisiones y, más importante aún, cómo distinguirlos de los mesones π^-. Se disponía de varias herramientas experimentales que vamos a describir separadamente para entender mejor cómo se combinaron en el experimento.

Hemos visto que cuando una partícula cargada se mueve bajo la influencia de un campo magnético, describe una trayectoria circular cuyo radio viene dado por

$$R = \frac{mv}{Bq} = \frac{P}{Bq}$$

donde en el segundo miembro de la igualdad hemos sustituido el producto mv por la letra P. Este producto se conoce como el momento lineal de la partícula.

De esta ecuación se deduce que si dos partículas de distintos momentos son introducidas en un campo magnético, empezarán a moverse en trayectoria circular de distinto radio. Por ejemplo, en la figura 31 se muestran dos partículas de momentos P_1 y P_2. Sus órbitas son los círculos de radio R_1 y R_2, dados por la ecuación anterior.

Supongamos que se coloca una rendija estrecha en el punto *A*, como se indica en la figura. Una partícula de momento P_1 pasará a través de la rendija, pero otra partícula de momento P_2 (o cualquier otro momento distinto de P_1) chocará contra el obstáculo. En consecuencia, en el otro lado de la rendija veremos sólo las partículas de momento P_1. Podemos, pues, decir que el dispositivo campo magnético + rendija «selecciona» los momentos P_1 y rechaza los demás. Este dispositivo se llama espectrómetro magnético o analizador de momentos.

Imaginemos ahora que las partículas producidas en una colisión se someten a la acción de este campo magnético Las partículas cargadas negativamente se desviarán en la dirección contraria a la de las órbitas dibujadas en la figura 31 y, por tanto, ni siquiera se acercarán a la rendija. Además, sólo pasarán a través de la rendija aquellas partículas con un momento preseleccionado, con lo que se reduce considerablemente el número de partículas no deseadas.

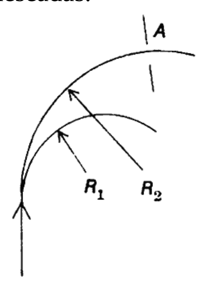


Fig. 31. El espectrómetro magnético.

Sin embargo, es aún posible que un pión negativo tenga el mismo momento que un antiprotón, aunque sus masas sean diferentes. Basta con que el producto mu sea el mismo para ambos. Por tanto, necesitamos otra técnica que nos permita determinar la velocidad de la partícula una vez que se ha seleccionado su momento. La manera más sencilla de lograrlo se muestra en la figura 32. El haz de partículas se hace pasar a través de dos finas capas de material centellador separados por una distancia D. Midiendo el tiempo transcurrido entre los destellos que se producen en cada una de las capas de material centellador al ser atravesadas por las partículas se puede determinar la velocidad de las mismas. Este procedimiento recibe el nombre de técnica de «tiempo de vuelo» y se usa con bastante frecuencia en física experimental. Es obvio que esta técnica depende críticamente de la precisión de los relojes electrónicos empleados.

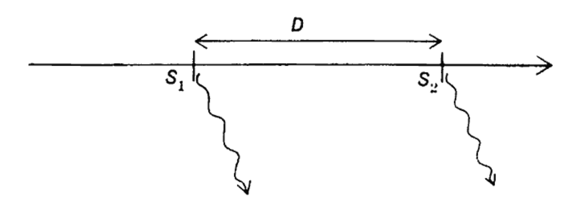


Fig. 32. Medición del tiempo de vuelo. Las señales S_1 y S_2 indican cuánto tardó la partícula en recorrer la distancia *D*.

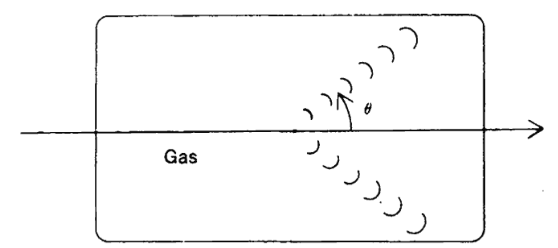


Fig. 33. Contador Cerenkov.

Un segundo método de determinación de la velocidad de partículas rápidas fue desarrollado en el año 1934 por el físico ruso Pavel A Cerenkov. Cerenkov observó que cuando una partícula atraviesa una sustancia transparente con una velocidad superior a la de la velocidad de la luz en esa sustancia, se produce una emisión de luz visible. La partícula se encuentra en una situación análoga a la de un avión que atraviesa la barrera del sonido. El equivalente de la explosión acústica es un fogonazo de luz que recibe el nombre de radiación Cerenkov. El aspecto que nos interesa destacar de esta radiación es que se emite en un cono cuyo ángulo de abertura depende de la velocidad de la partícula. En la figura 33 se representa un contador Cerenkov típico. A partir del ángulo θ podemos determinar la rapidez con que la partícula se mueve a través del medio.

Una vez conocidas estas técnicas experimentales, estamos ya en condiciones de comprender los detalles de la búsqueda del antiprotón En la figura 34 se puede ver un diagrama del dispositivo experimental usado. El haz de protones suministrado por el acelerador bombardea el blanco, proceso en el que se crea un flujo de partículas y quizás uno o dos antiprotones. Las partículas secundarias se hacen pasar a través de un campo magnético para seleccionar el momento lineal adecuado, siendo luego llevadas, a través del blindaje de hormigón hacia un contador de centelleo S_1, de otro campo

magnético y. finalmente, de un segundo contador de centelleo S_2. Mediante medidas de tiempo de vuelo, se puede conocer la velocidad de la partícula. El haz continúa su camino hacia dos contadores Cerenkov. El primero tiene la función de registrar el paso de las partículas más rápidas que el protón, mientras que el segundo registra el paso de aquellas partículas cuya velocidad es la característica de los antiprotones.

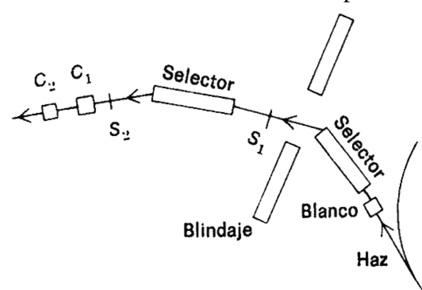


Fig. 34. Dispositivo usado en la búsqueda del antiprotón.

¿Por qué se colocan los contadores Cerenkov? ¿No es el tiempo de vuelo un criterio suficiente para distinguir los antiprotones de los mesones?

En principio, una sola medición de la velocidad debería ser suficiente para identificar el antiprotón. Sin embargo, en un experimento de este tipo es bastante usual que el haz proveniente del selector contenga varios miles de piones por cada antiprotón Es posible, por tanto, que un pión pase a través del primer centellador y otro pión distinto pase a través del segundo, dando la apariencia de un falso tiempo de vuelo coincidente con el del antiprotón. Estas «coincidencias accidentales» son la pesadilla del físico. Los contadores Cerenkov son un medio para evitarlas.

Para identificar una partícula como un antiprotón se deben cumplir tres requisitos. El tiempo de vuelo debe ser correcto; el segundo contador Cerenkov debe marcar el paso de una partícula, y el primer contador no debe registrar nada. Sólo cuando se satisfacen las tres condiciones podemos estar seguros de que hemos visto la partícula.

Este exceso de «artillería» empleado en la identificación de las partículas es característico de los experimentos con aceleradores. En el experimento del antiprotón, se detectaron sólo cincuenta partículas a lo largo de meses enteros de trabajo. Encontrar un antiprotón presenta tantas dificultades como hallar una aguja en un pajar. Por el descubrimiento del antiprotón,

Owen Chamberlain y Emilio Segrè de Berkeley recibieron el Premio Nobel en el año 1959.

LA RESONANCIA PIÓN-NUCLEÓN

En el capítulo 6 vimos cómo las limitaciones intrínsecas del ciclotrón hacían imposible la producción de mesones π. Sin embargo, la producción artificial de piones continuó siendo un fin importante para los físicos. Después de todo, los piones son las más ligeras de las partículas susceptibles de interaccionar fuertemente y, por tanto, las más fáciles de producir. Además, son las partículas de intercambio en la fuerza fuerte, del mismo modo que los fotones lo son en la fuerza electromagnética (véase cap. 3). Por consiguiente, tanto si los queremos estudiar por su interés intrínseco como si los queremos usar para el estudio de otras interacciones, la producción de piones se convirtió en un objetivo prioritario.

A finales de los años cuarenta y a principios de los cincuenta, antes de que se pudiera disponer del sincrotrón con normalidad, se usó una máquina llamada sincrociclotrón para este propósito. Este aparato era un híbrido de ciclotrón y sincrotrón. Al igual que el primero, dirigía las partículas por medio de un campo magnético constante: sin embargo, aceleraba las partículas mediante impulsos del mismo modo que el sincrotrón. Sobrepasó la potencia del ciclotrón reduciendo el ritmo de inversión de la polaridad de los dos electrodos a medida que las partículas se movían hacia radios mayores. En efecto, la energía que el ciclotrón puede comunicar a una partícula es limitada, ya que, de acuerdo con la teoría relativista, la masa de una partícula aumenta al adquirir más energía, disminuyendo así su velocidad de rotación. Con la variación de velocidad se pierde el sincronismo de la tensión aplicada. Pero con la disminución de velocidad se reduce también la frecuencia con que se invierte la polaridad, el sincronismo puede ser recuperado. En una máquina típica (como la que está instalada en la Universidad de Chicago), el diámetro de los electrodos puede alcanzar los cuatro metros y medio y la frecuencia se puede reducir hasta en un 60 por ciento a medida que las partículas avanzan en su trayectoria espiral Con una máquina de estas-características se pueden conseguir protones del orden de los 400-500 M*e*V, lo cual es suficiente para producir mesones π.

Una de las primeras cosas que se determinaron al disponer de haces de piones fue el modo de interacción de los piones con los protones. Esta información se obtuvo haciendo chocar el haz de piones contra un blanco de hidrógeno y observando lo que ocurría cuando el pión colisionaba con el núcleo de un átomo de este gas. Cuando un mesón π se acerca a un protón, ¿cuál es la probabilidad de que ambos interactúen?

En la figura 35 se muestran dos piones en un haz acercándose a un blanco de protones. El pión *A* no se desvía en absoluto, de manera que podemos afirmar que no interactúa con el protón. Desde el punto de vista experimental reconoceremos esta situación verificando que el pión *A* permanece en el haz después de haber atravesado el blanco. El pión *B*. por otro lado, interactúa con el protón. Esta interacción puede ser debida a la fuerza eléctrica, en el caso de un pión cargado, o puede ser debida a la fuerza fuerte En cualquier caso, el resultado es el mismo: el pión es dispersado fuera del haz.

Los físicos expresan generalmente las probabilidades de interacción en términos de la denominada *sección eficaz.* Si, con un disco imaginario, interceptamos la trayectoria del haz de protones de la figura 35, el disco dispersará también mesones del haz. La superficie del disco que dispersa tantos piones como el protón se denomina la *sección eficaz de dispersión pión-protón.* Se puede determinar bombardeando un blanco que contenga un número conocido de protones con un haz de un número conocido de piones. Contando el número de piones que quedan en el haz después de atravesar el blanco podemos calcular la probabilidad de interacción y por, consiguiente, la sección eficaz.

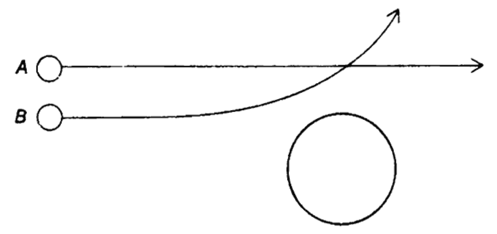


Fig. 35. El pión *A* no interactúa con el protón, mientras que el pión *B* si lo hace.

Desde el año 1952, cuando un grupo de físicos de Chicago bajo la dirección de Enrico Fermi empezó a recoger datos sobre la dispersión de piones cargados por átomos de hidrógeno, se ha obtenido gran cantidad de

información sobre este fenómeno. Si los resultados se representan gráficamente dan lugar a curvas semejantes a la de la figura 36. Aparece un pico en la sección eficaz a una energía del pión de alrededor de 200 M*e*V, un pico de unos 100 M*e*V de ancho.

Esta especie de protuberancia en la sección eficaz significa que cuando el pión tiene la energía adecuada con respecto al protón, la probabilidad de interacción es mucho mayor que si posee otra energía distinta. Podemos visualizar estas situaciones imaginando que a esta energía precisa el pión y el protón pueden unirse durante un corto período de tiempo, mientras que a otras energías se rechazan mutuamente. De hecho, no hay razón alguna que nos impida contemplar este estado de fusión como una sola partícula. Si lo hacemos así, la interacción de un pión con un protón cerca del pico de la sección eficaz se puede representar con un diagrama como el de la figura 37. Las dos partículas se acercan y se funden en otra partícula, la cual, después de un corto período de tiempo, se separa otra vez en el pión y el protón originales. La partícula intermedia de este diagrama se denomina *resonancia* y en la terminología moderna se denota por la letra griega Δ (delta). Dado que la partícula del diagrama debe tener dos cargas positivas se designa por Δ^{++}.

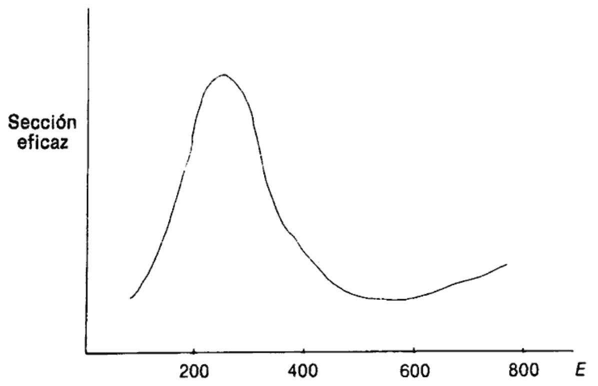


Fig. 36. Sección eficaz para la dispersión de un mesón π^+ por un protón, con el pico correspondiente a la resonancia Δ.

¿Cuánto tiempo puede sobrevivir esta partícula? Podemos estimar su tiempo de vida con ayuda del principio de incertidumbre que introdujimos en el capítulo 3. Podemos ver que la partícula Δ debe poseer una energía

igual a la suma de las energías del pión y del protón. Pero, ¿cuál es la incertidumbre en las energías necesarias para materializar la partícula? Está claro que si la energía del pión es la que corresponde al pico de la irregularidad en la sección eficaz, se formará la resonancia. Pero, ¿qué ocurrirá si la energía del pión es algo mayor o menor, si corresponde, por ejemplo, a un punto situado un tercio por debajo del pico? ¿O una mitad, o una quinta parte? ¿Corresponderán estas energías también a la producción de una partícula Δ^{++}? Parece razonable suponer que ΔE, la incertidumbre en la energía de la resonancia, es aproximadamente la amplitud del pico de la sección eficaz. Para la partícula Δ^{++}, ΔE = 100 M*e*V = $1{,}6\times10^{-4}$ erg, de manera que a partir del principio de incertidumbre obtenemos que la indeterminación en el tiempo es

$$\Delta t = \frac{h}{\Delta E} = \frac{6{,}6 \times 10^{-27}}{1{,}6 \times 10^{-4}} \sim 4 \times 10^{-23} s$$

Ésta, a su vez, se puede tomar como una estimación razonable del tiempo de vida de la partícula Δ^{++}.

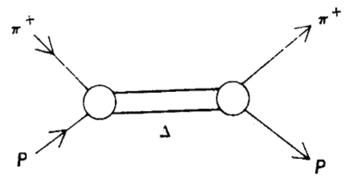


Fig. 37. Interacción de un pión y un protón cerca del pico de la sección eficaz.

Este tiempo es muy corto comparado con la vida de cualquiera de las partículas que hemos considerado hasta ahora. De hecho, en los años cincuenta los físicos se mostraban muy reticentes a considerar las resonancias como partículas. En mi opinión, esta actitud se basa en el hecho de que es muy difícil detectar partículas con vidas tan cortas, ya que se desintegran prácticamente en el mismo lugar donde se han producido. Las partículas extrañas viven un tiempo suficientemente largo para recorrer algunos centímetros en una cámara de niebla, de manera que sus trazas se pueden ver simplemente observando la estela de gotitas que dejan a su paso. Se requiere un gran esfuerzo de la imaginación para extender el término *partícula* a algo que sólo se puede ver indirectamente y que nunca deja una traza en un aparato de detección.

Pero la idea de que algo es una partícula sólo si es fácil de detectar, parece un poco artificial. Después de todo, A vive un tiempo suficientemente largo para viajar de un lado al otro del núcleo; por tanto su tiempo de vida es bastante respetable comparado con el tiempo característico de las interacciones fuertes. Dado que se han descubierto muchas partículas con tiempos de vida comparables al de la partícula Δ y que estas partículas parecen jugar un papel importante en las interacciones fuertes, los físicos se han acostumbrado a aplicar el término *partícula* en muchos casos.

Para completar la historia de las partículas Δ, diremos que el estudio de diferentes secciones eficaces para la dispersión de un pión por un nucleón muestra que constituyen una familia de partículas similar a la de los piones. Se presentan en cuatro estados de carga: Δ^{++}, Δ^{+}, Δ° y Δ^{-}, donde los superíndices corresponden a dos cargas positivas, una carga positiva, carga neutra y una carga negativa, respectivamente. La masa de las partículas de esta familia es de 1.236 M*e*V.

RESONANCIAS MESÓNICAS

La idea de que una protuberancia en la sección eficaz de dispersión se pueda interpretar como un indicio de la existencia de partículas de corta vida, sugiere inmediatamente la posibilidad de resonancias en otros sistemas distintos de aquellos en los que intervienen el pión y el nucleón. Nos podemos preguntar, por ejemplo, si habrá alguna resonancia en la sección eficaz de dispersión de un pión por otro pión, o en la de dispersión de un pión por una partícula Λ°. Por desgracia, aunque es posible producir haces de mesones π, ninguna de las otras partículas que hemos estudiado vive el tiempo suficiente para llegar hasta los blancos. En consecuencia, la identificación directa de resonancias en tales sistemas no se puede llevar a cabo del mismo modo que se hizo para la partícula Δ.

De todos modos, si pensamos en el mecanismo de formación de resonancias, podemos percatamos de que no es realmente necesario disponer de un dispositivo convencional «haz + blanco» para producir una. Todo lo que se necesita es que las partículas implicadas estén muy próximas durante el período de tiempo característico de la interacción fuerte Esto ocurre en un experimento haz-blanco, desde luego, pero también puede ocurrir cuando las dos partículas resonantes se producen en la misma reacción. Por

ejemplo, es posible partir de un haz de piones y lograr una reacción del tipo $\pi^- P \rightarrow \pi^+\pi^- n$, en cuyo estado final se obtienen dos piones. Estos dos piones interactuarán con la misma probabilidad que si uno estuviera en un blanco y el otro en un haz. En consecuencia, tiene sentido preguntarse si su interacción dará lugar o no a una resonancia.

Si las partículas forman una resonancia, la reacción descrita más arriba se puede representar esquemáticamente como en la figura 38. También aquí la línea doble representa la resonancia. Si los datos experimentales corroboran este modelo, podemos de nuevo buscar protuberancias, pero no protuberancias en la gráfica de la sección eficaz como en el caso de la partícula A, sino protuberancias en algo llamado diagrama del espacio de las fases.

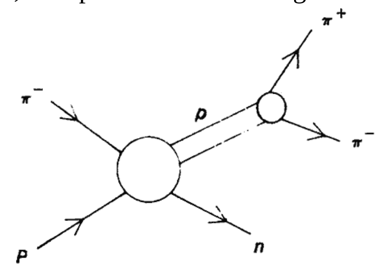


Fig. 38. Proceso mediante el que se produce y se desintegra un mesón ϱ.

Imaginémonos, para empezar, que estamos montados en la resonancia del diagrama anterior. Tras la desintegración de la resonancia, veremos alejarse a los dos piones. Cada uno de ellos tendrá una energía cinética que, en principio, se puede determinar. Podremos entonces representar en una gráfica el número de pares de piones producidos con una cierta energía total en función de esta energía. El resultado será una de las curvas de la figura 39. En la de la izquierda, los pares de piones están distribuidos uniformemente a lo largo de la zona de energías permitidas. Esta gráfica se interpretará como evidencia de que los dos piones se produjeron independientemente uno del otro y, por tanto, como evidencia de la ausencia de la resonancia. Por otra parte, la gráfica de la derecha muestra un exceso de pares de piones de una determinada energía Esta protuberancia corresponde al pico en la sección eficaz. Nos indica que hay algún tipo de interacción entre los piones que hace que sean producidos preferentemente en esta energía particular, lo cual, de hecho, quiere decir que debe haber una resonancia entre las dos partículas.

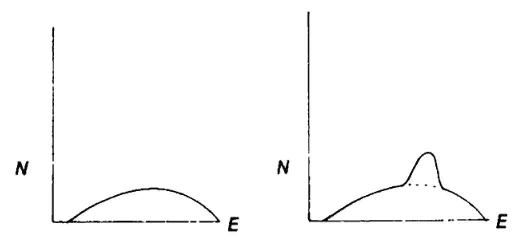


Fig. 39. Numero de pares de partículas de una determinada energía sin resonancia *(izquierda)* y con una resonancia *(derecha)*.

La idea implícita en este método de análisis es que *si* pudiéramos construir un blanco de mesones π y bombardearlo con un haz de mesones π, observaríamos una protuberancia en la sección eficaz que correspondería a un diagrama semejante al de la figura 40. Del mismo modo que un pico en la sección eficaz nos llevó a la partícula Δ, un pico en el diagrama del espacio de las fases nos conduce a otras resonancias.

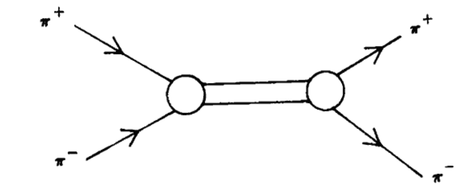


Fig. 40. La producción de una partícula ϱ en un experimento ideal de dispersión pión-pión.

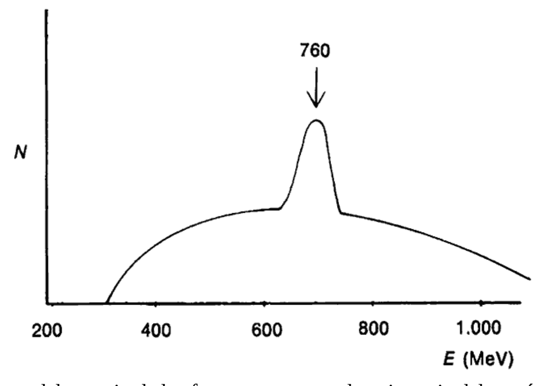


Fig. 41. Diagrama del espacio de las fases que muestra la existencia del mesón g.

En 1961, un grupo de científicos de Brookhaven llevó a cabo el tipo de análisis que acabamos de describir y obtuvo resultados similares a los que se muestran en la figura 41 Había, sin lugar a dudas, un pico alrededor de los 760 M*e*V, con una anchura de poco más de 100 M*e*V. Esta nueva partícula vive durante un tiempo suficiente para participar en las interacciones fuertes, pero no lo bastante para dejar una traza en la cámara de niebla, lo cual también es cierto de la partícula Δ. La nueva partícula es el mesón ϱ (ro) y como el pión se presenta en tres variedades de carga, positiva, neutra y negativa.

LA VIDA DE LAS PARTÍCULAS EXTRAÑAS

Los años cincuenta fueron muy fructíferos en el campo de las partículas extrañas. Se recordará que estas partículas se caracterizan por desintegrarse con la suficiente lentitud para ser visibles en las cámaras de niebla, ya directamente, ya a partir de sus productos de desintegración, en calidad de partícula *V* (llamada así en razón de la forma de las trazas que se observan en la cámara de niebla) Coincidiendo con la puesta a punto del acelerador de Brookhaven se hizo la última serie de descubrimientos con rayos cósmicos. Se descubrieron dos nuevas partículas extrañas, ambas más pesadas que el protón.

En 1953 se observó una partícula cuya masa era de unos 1.190 M*e*V Se designó que la letra griega Σ (sigma). Hoy sabemos que, de hecho, existen tres partículas en la «familia» Σ, una con carga positiva, una con carga neutra y otra con carga negativa. Las partículas Σ cargadas se desintegran en un nucleón y un pión en cerca de 10^{-10} segundos, mientras que la partícula Σ neutra se desintegra algo más rápidamente en una partícula Λ y un fotón. Esta partícula, al igual que la Λ. era totalmente inesperada y parecía no encajar en ningún lugar de la física.

Fue entonces, en el año 1954, cuando tuvo lugar el último de los descubrimientos «felices» con los rayos cósmicos. Esta vez se trataba de una partícula con una masa de 1.320 M*e*V que se desintegraba en una partícula Λ y un pión en 10^{-10} segundos. Debido a que la partícula Λ se desintegraba a su vez en un pión y un nucleón, esta partícula se observaba al principio de una cascada de desintegraciones y fue bautizada como la partícula *cas-*

cada. Siguiendo la costumbre de significar o enumerar las partículas elementales con letras del alfabeto griego, se la designó con la letra Ξ (xi). Existen dos partículas Ξ, una neutra y otra con carga negativa.

Un dato interesante acerca de la partícula Ξ es que no sólo ella se desintegra lentamente, sino que sus productos de desintegración incluyen una partícula, la Λ. que también se desintegra con lentitud. Por tanto, sea cual fuere la causa de que tanto Σ como Λ sean partículas «extrañas», esta causa debe actuar dos veces en el proceso de desintegración de la partícula Ξ. Podríamos decir que esta partícula es *doblemente extraña.*

La aparición de todas estas partículas extrañas constituyó un reto para la comunidad científica, que, hacia el año 1957 empezó a producir algunas ideas interesantes. Si el nucleón tiene una resonancia (la partícula Δ), ¿por qué no pueden tener también resonancias las partículas extrañas? En 1961 un grupo de Berkeley estudió la reacción $k^{-}p \rightarrow \Lambda^{\circ}\pi^{+}\pi^{-}$ e hizo un análisis del espacio de las fases del estado lambda-pión. Apareció una protuberancia con una masa de cerca de 1.385 M*e*V y una anchura de unos 40 M*e*V. Esta resonancia extraña se desintegraba en una partícula Λ y un pión en unos 10^{-22} segundos, escala de tiempo característica de la interacción fuerte. A partir de aquí llegaron a la conclusión de que no toda desintegración en la que participe una partícula extraña tiene que ser necesariamente lenta. Este es un hecho desconcertante, pero es un hecho al fin y al cabo. Esta resonancia extraña recibe ahora el nombre de Σ(1385). (Discutiremos la nomenclatura en el cap. 9.)

LA CÁMARA DE BURBUJAS

Experimentos como los que dieron lugar al descubrimiento del antiprotón se denominan genéricamente *experimentos de contador.* Si tenemos una buena idea de lo que estamos buscando, nos permiten determinar con precisión las propiedades de las partículas Por el contrario, en los experimentos con rayos cósmicos algunos de los resultados más importantes fueron totalmente inesperados.

La posibilidad de observar las interacciones entre las partículas que ofrece la cámara de niebla fue muy importante en los primeros días de la física de partículas. Sin embargo, para que una interacción sea observable es necesario que la partícula colisione con un núcleo en el interior de la

cámara. Cuando la energía de las partículas que penetraban en la cámara empezó a ser del orden de los G*e*V, esta colisión se hizo muy poco probable. Una cámara de niebla que fuera efectiva con un haz de partículas de un moderno acelerador debería tener unos 90 metros de largo. Una cámara de dimensiones más reducidas no proporcionaría un número suficiente de interacciones para estudiar las partículas entrantes.

En lugar de plantearse la construcción de cámaras de niebla de tan grandes dimensiones, los físicos diseñaron un dispositivo similar a la cámara de niebla que evitaba sus inconvenientes y permitía la visualización de partículas de alta energía. Es la llamada *cámara de burbujas.*

Al igual que la cámara de niebla, la cámara de burbujas depende de la ionización de los átomos al paso de la partícula rápida. En la cámara de niebla, los iones constituyen los puntos alrededor de los cuales se condensan las gotitas que forman el rastro de la partícula. A diferencia de la cámara de niebla, la cámara de burbujas se llena con un líquido a presión que se mantiene a una temperatura próxima al punto de ebullición. Los iones, en lugar de comportarse como núcleos de condensación, hacen las veces de centros en tomo a los cuales el líquido se vaporiza. Se puede observar un fenómeno muy similar cuando se abre una botella de una bebida carbónica. Las burbujas empiezan a ascender hasta la parte superior de la botella, pero si miramos con atención veremos que todas ellas proceden de varios puntos concretos del interior del líquido. Estos puntos son como unas rugosidades locales que proporcionan un núcleo alrededor del cual se pueden formar las burbujas. Cuenta la leyenda que Donald A. Glaser, el hombre que diseñó la cámara de burbujas en la Universidad de Michigan y que recibió en 1960 el Premio Nobel por ello, recibió su inspiración al abrir una botella de cerveza en una taberna de Ann Arbor. (La leyenda no dice de qué marca era la cerveza.)

La cámara de burbujas funciona del siguiente modo: Una partícula pasa a través del líquido (dispuesto a hervir en cuanto aparezca un núcleo en tomo al cual se formen las burbujas), dejando una estela de iones a su paso. Se tira entonces de un émbolo que se encuentra en la parte superior de la cámara, disminuyendo repentinamente la presión del fluido, que empieza a formar burbujas alrededor de los iones. Se fotografían las burbujas, los iones son «barridos» fuera de la cámara mediante un campo magnético, se vuelve a bajar el pistón y el ciclo comienza de nuevo. Generalmente, la cámara se activa cada vez que llega un chorro de partículas provenientes

de un acelerador (aproximadamente cada dos segundos) y se prepara para el nuevo ciclo cuando otro chorro esté siendo acelerado.

El tamaño de una cámara de burbujas se expresa generalmente en metros. La moderna tecnología de bajas temperaturas ha permitido la construcción de cámaras de burbujas de hidrógeno líquido. En cámaras de este tipo, las partículas del haz incidente interactúan con núcleos de hidrógeno (es decir, con protones), y estas interacciones son fotografiadas como se ha descrito anteriormente. De esta manera, el fluido se utiliza no solamente como blanco experimental sino como medio gracias al que se detectan las partículas cargadas. En estas cámaras es posible llevar a cabo experimentos del tipo «introduzcamos un haz de partículas y veamos qué pasa»; también cabe descubrir situaciones extrañas cuando únicamente se espera la ocurrencia de unos cuantos sucesos de un tipo determinado. Además, el uso de la cámara de burbujas permite el registro de todos los estados finales de una reacción dada, de manera que la búsqueda de resonancias puede llevarse a cabo separadamente en cada uno de los estados una vez finalizado el experimento. Por ejemplo, si hacemos entrar un haz de piones en una cámara de burbujas de hidrógeno, podremos estudiar la partícula A observando aquellas reacciones en cuyo estado final se produzca únicamente un pión y un nucleón; pero podremos también estudiar el mesón p analizando las reacciones que, en su estado final, dan lugar a dos piones (y un nucleón).

UNA LLUVIA DE PARTÍCULAS

Si usted, en este momento, se encuentra confundido, imagínese cómo se sentirían los físicos a principios de los años 60. Constantemente se estaban descubriendo nuevas partículas. Parecía como si el advenimiento de los aceleradores de alta energía y de los equipos de detección altamente sofisticados, lejos de resolver el problema de las interacciones fuertes, introdujera aún más confusión. Cuando tanto en Brookhaven como en el CERN (Organización Europea de Investigación Nuclear), en Ginebra, los aceleradores de 20 a 30 G*e*V estuvieron a punto, el descubrimiento de nuevas partículas (principalmente resonancias) se convirtió en un acontecimiento cotidiano. De hecho, a lo largo de los años sesenta la búsqueda de protuberancias se convirtió en un trabajo rutinario.

Quizás un ejemplo no técnico sirva para ilustrar esta extraordinaria proliferación. En 1963, el físico finlandés Matt Roos hizo el primer catálogo completo de partículas elementales y resonancias. Publicado en *Review of Modern Physics,* el artículo de Roos contenía dos tablas y ocupaba unas cinco páginas. Había diecisiete «partículas» y veinticuatro «resonancias». El artículo volvió a aparecer periódicamente, cada vez ampliado y revisado. En 1972 la distinción entre partículas y resonancias fue definitivamente abandonada. La última versión del artículo, en 1976, ocupaba unas 245 páginas (con un suplemento de treinta páginas) y se le dedicó un número entero de la revista. En la actualidad, cientos de partículas conocidas se encuentran catalogadas en estas tablas.

Cuando las partículas empezaron a aparecer con tal profusión, se hizo imperativo encontrar un modo de ordenarlas. Éste será el tema del capítulo 8. Antes de abordarlo, debemos hacer unas cuantas consideraciones.

Iniciamos la búsqueda de las partículas elementales con la esperanza de descubrir simplicidad en la naturaleza. Por un instante creímos haber tenido éxito, pero lo que acabamos de exponer parece indicar lo contrario Si hay más partículas elementales que elementos químicos, no hemos simplificado el mundo en absoluto. Desde luego, las partículas que se han descubierto no pueden ser «elementales» en el sentido estricto de la palabra.

Hay, sin duda, una fuerte tentación de decir que la mayoría de las partículas de vida corta no son en realidad elementales. Ya hemos visto cuán reticentes se mostraron los físicos a aplicarles el término «partícula». Sin embargo, si vamos a excluir algunas de las partículas recientemente descubiertas de la clase de las partículas elementales, debemos disponer de algún criterio para hacerlo. ¿Pero cuál?

¿Estabilidad? Si excluimos todas las partículas inestables, estaremos obligados a excluir también el neutrón y el pión; pero ambos son necesarios para explicar la estructura nuclear.

¿Tiempo de vida? Si nos quedamos únicamente con las partículas de vida larga, deberemos enfrentarnos todavía al enigma de la extrañeza. Además sabemos que, por ejemplo, las resonancias ϱ y Δ juegan un papel mucho más importante en la cohesión del núcleo que otras partículas relativamente más oscuras pero de vida más larga, como la partícula Ξ. Finalmente, decir que una vida es «corta» o «larga» implica la existencia de un patrón de comparación con el que se puedan contrastar tiempos de vida. Cuando se habla de partículas, el único patrón razonable es el tiempo característico

de la interacción fuerte. De acuerdo con este patrón, *cada* partícula descubierta tiene «vida larga», ya que todas tienen tiempos de vida que les permitirían participar en esta interacción.

No hay, pues, un criterio consistente para calificar a unas partículas de elementales y a otras de no elementales. Esta situación fue denominada por Geoffrey F. Chew de Berkeley «democracia nuclear». Básicamente, en lo que se refiere a la interacción fuerte, todas las partículas son igual de importantes. Debemos simplemente aceptar el hecho de que hay muchas de ellas y ver dónde esto nos conduce.

8. Orden en el caos

Un sitio para cada cosa y cada cosa en su sitio

ANÓNIMO

INTRODUCCIÓN

Hay dos maneras de poner orden en un grupo numeroso de objetos aparentemente no relacionados entre sí como el de las partículas elementales: la clasificación y la reducción. La diferencia entre las dos se puede ilustrar con un ejemplo urbanístico.

Los edificios de una gran ciudad parecen constituir un conjunto de objetos sin orden alguno. No hay dos edificios exactamente idénticos; además, una escuela puede estar situada junto a un bloque de viviendas, un rascacielos puede estar situado al lado de una zona residencial y así sucesivamente. Si quisiéramos ordenar estos edificios por clasificación deberíamos intentar encontrar grupos de edificios con características comunes. Cuando hubiéramos encontrado un grupo tal le asignaríamos un nombre, nombre que aplicaríamos a todos los edificios que compartiesen estas características comunes. En este sentido, el gran número de edificios individuales se vería reemplazado por unas pocas clases de edificios y todo el mundo estaría de acuerdo en que habríamos introducido un poco de orden en la situación.

La clasificación de edificios puede basarse también en el uso a que estén destinados, por ejemplo, los podríamos clasificar en residenciales, comerciales e industriales. Los podríamos clasificar también de acuerdo con el tipo de construcción; por ejemplo, estructura metálica u hormigón. También los podríamos clasificar por su altura, por la fecha de construcción, por su valor o por cualquier otro criterio que pudiéramos considerar útil. Recuerdo haber participado en un estudio sobre aprovechamiento de la energía solar en una ciudad En aquel caso, el criterio de clasificación era la orientación de los tejados de las casas.

Un hecho importante a destacar acerca de los criterios de clasificación, es que un edificio dado puede pertenecer a varias categorías a la vez. Piénsese por ejemplo en un edificio residencial de estructura de hormigón que tenga el tejado orientado hacia el sur y cuyo valor sea de 50.000 dólares. Decidir cuál de los diversos atributos de la casa es el más importante depende, en definitiva, de nuestros intereses. El precio puede ser muy importante si estamos interesados en adquirirla, pero la orientación del tejado puede ser su característica esencial si pensamos instalar un colector de energía solar.

Si queremos poner orden en la misma ciudad por reducción procederemos de muy distinto modo. Empezaremos por desmontar unos cuantos edificios (ya sea literal o figuradamente) para ver de qué están hechos. Luego anotaremos en una lista —que probablemente no será muy larga— los distintos materiales que vayamos encontrando, madera, ladrillos, vidrio y demás. Diremos que la lista contiene los elementos constituyentes de los edificios de la ciudad y que cada edificio está construido con estos elementos, si bien distribuidos de distintas maneras. Así, la larga y compleja lista de edificios individuales ha sido reemplazada por una corta lista de materiales de construcción básicos y esto, de alguna forma, revierte en un modo más ordenado de pensar en la ciudad.

Pasemos ahora a un ejemplo más relacionado con la ciencia. Si queremos poner orden en la colección de elementos químicos, podemos agruparlos de acuerdo con sus propiedades químicas (como lo hiciera Dmitri I. Mendeleev con su tabla periódica) o bien podemos buscar sus constituyentes básicos (como hizo Rutherford, precursor de la moderna teoría atómica).

Tanto la clasificación como la reducción se han usado para controlar la proliferación de partículas elementales. En este capítulo nos ocuparemos de los métodos de clasificación de partículas que han demostrado ser de utilidad y posteriormente, en el capítulo 9, veremos que las partículas que conocemos están compuestas a su vez de un pequeño número de bloques estructurales básicos.

CLASIFICACIÓN POR EL TIPO DE INTERACCIÓN: LEPTONES Y HADRONES

Hasta ahora hemos visto tres tipos de interacciones capaces de afectar a una partícula elemental. Todas las partículas cargadas se ven afectadas por la fuerza electromagnética y, por tanto, se puede decir que participan en la interacción electromagnética. La mayoría de las partículas que hemos estudiado se crean o se desintegran mediante la interacción fuerte y unas pocas parecen participar solamente en la interacción débil. Podemos servimos de esta diferencia en el tipo de interacción como criterio de clasificación de las partículas.

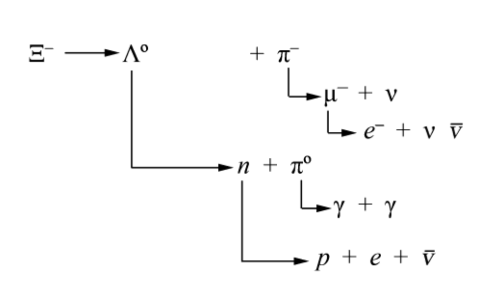
El electrón, el muón y el neutrino no parecen tener nada que ver con la interacción fuerte. A estas tres partículas se les llama *leptones* (de la raíz griega leptos. o ligero). Este reducido grupo de partículas es importante principalmente en el estudio de las desintegraciones lentas y otras interacciones débiles.

Todas las demás partículas que hemos mencionado, con la excepción del fotón, participan de una manera o de otra en la interacción fuerte. Se llaman *hadrones* (de la raíz griega hadrys, o fuerte). Todas las partículas que hemos discutido en el capítulo 7 pertenecen a esta clase. Por consiguiente, la mayoría de los esfuerzos que los físicos han hecho para ordenar y clasificar las partículas elementales se han dirigido principalmente a los hadrones.

En un esquema de clasificación de las partículas por el tipo de interacción en que intervienen, el fotón forma una clase por sí mismo, dado que es la partícula que media en la interacción electromagnética.

CLASIFICACIÓN POR LOS PRODUCTOS DE DESINTEGRACIÓN: MESONES Y BARIONES

Si observamos un hadrón el tiempo suficiente, veremos que se desintegra en una colección de partículas estables: protones, electrones, fotones y neutrinos. He aquí el diagrama de un posible proceso de desintegración de la partícula Ξ^-:



Algunas de las desintegraciones indicadas serán rápidas, otras serán lentas; pero los productos finales de desintegración serán partículas estables.

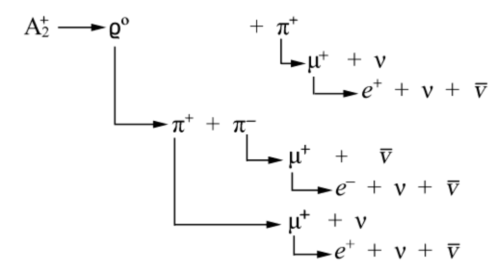
Las cadenas de desintegración de este tipo se pueden presentar en dos formas distintas: La colección final puede contener solamente leptones y fotones, o, como en el ejemplo anterior, puede contener también un protón. La presencia o ausencia de un protón, por tanto, puede servir de criterio de clasificación.

Las partículas que, como la Ξ, dan lugar a un protón entre los productos finales de desintegración se denominan *bariones* (pesados). El protón mismo pertenece a esta categoría, al igual que las partículas Λ, Σ y Δ.

Las partículas cuya colección final de productos de desintegración está compuesta enteramente de leptones y fotones se denominan *mesones*. Esta nueva acepción del término mesón sustituye a la original según la cual el mesón era una partícula de masa intermedia entre el protón y el electrón. Los mesones π y los mesones K evidentemente satisfacen ambas definiciones Por ejemplo, la reacción de desintegración para un π^+ es

$$\begin{array}{l} \pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu \\ \qquad\quad \llcorner\!\!\rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \end{array}$$

Por otro lado, de acuerdo con la nueva definición es posible hablar de mesones más masivos que el protón. Se han descubierto muchas partículas de este tipo. Por ejemplo, hay una resonancia —el mesón A_2— cuya masa es de 1.310 M*e*V y que se desintegra mediante una serie de desintegraciones rápidas y lentas como se muestra a continuación



Aunque el A_2 es más pesado que el protón, no se encuentra ningún barión entre sus productos de desintegración. Por consiguiente, es un mesón según la nueva definición, aunque no lo sería de acuerdo con la vieja.

A la clasificación en bariones y mesones se le ha dado un carácter un tanto más cuantitativo introduciendo el *número bariónico B*. Es el número de protones que aparecen al final de la desintegración. Para los bariones que hemos mencionado, $B = 1$, mientras que para todos los mesones $B = 0$. Para antibariones, $B = -1$.

CLASIFICACIÓN POR LA VELOCIDAD DE DESINTEGRACIÓN: EXTRAÑEZA

En estos últimos capítulos hemos visto cómo obtener hadrones en el laboratorio y con ayuda de los rayos cósmicos. Todos ellos se crean en una escala de tiempo característica de la interacción fuerte, pero algunos de ellos tardan mucho tiempo en desintegrarse. Así, pues, la velocidad de desintegración de las partículas proporciona un nuevo criterio para clasificarlas. Las partículas extrañas parecen desintegrarse en tiempos del orden de 10^{-10} segundos. Las partículas no extrañas (que hasta ahora hemos estado llamando resonancias) se desintegran en 10^{-23} segundos más o menos.

En 1953 los físicos Murray Gell-Mann (Universidad de Chicago) y Kazuhiko Nishijima (Universidad de Osaka), independientemente, propusieron una teoría que parecía ofrecer una buena explicación de este fenómeno. Decían que en el caso de las dos partículas estables, el protón y el electrón, los tiempos de vida infinitos se podían entender como una consecuencia de una ley de conservación. Para el electrón no existe ninguna partícula cargada negativamente más ligera en la que se pueda desintegrar Por tanto, el principio de conservación de la carga nos dice que el electrón no se puede

desintegrar. De la misma manera, el protón no se puede desintegrar debido a la conservación del número bariónico, una ley que será discutida más tarde. Así, los tiempos de vida parecen estar asociados con la conservación de ciertas magnitudes.

¿Es posible que los tiempos de vida más bien largos estén asociadas con magnitudes que casi se conserven, aunque no completamente? Gell-Mann y Nishijima postularon la existencia de otra magnitud similar a la carga eléctrica para cada partícula. Nishijima denominó a esta cantidad la carga η (eta) mientras que Gell-Mann la llamó *S*. Para las partículas no extrañas *S* es cero. Sin embargo, para las familias de las partículas Λ, Σ y Ξ, y para la familia del mesón *K*, *S* no es cero. Por razones técnicas se toma la carga *S* de estas últimas igual a –1 En un proceso como $\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^-$ vemos que la carga *S* pasa de ser –1 a la izquierda a ser 0 en la derecha. Si la carga *S* se conservara como la carga eléctrica ordinaria, esta desintegración estaría totalmente prohibida y la Λ sería una partícula estable. El hecho de que la partícula Λ no sea estable quiere decir que, sea lo que sea la carga *S*, no se conserva exactamente. Sin embargo, el hecho de que la partícula Δ tenga un tiempo de vida largo significa que *S* casi se conserva.

Las otras peculiaridades de las partículas extrañas se explican también por medio de esta hipótesis. Si, por ejemplo, asignamos a la partícula Ξ una carga *S* de –2, podemos comprender la doble cadena lenta

$$\Xi^- \longrightarrow \Lambda^\circ + \pi^-$$
$$\hookrightarrow p + \pi^-$$

ya que la carga *S* se modifica en una unidad en cada paso.

Sin embargo, cuando una resonancia de una partícula extraña se desintegra rápidamente en una partícula Λ y un pión, decimos que tanto la resonancia como el pión sufren una variación de carga *S* de –1. Aunque la carga *S* es distinta de cero antes y después de la desintegración, no sufre ningún cambio durante la misma. Esto indica que la reacción se puede producir rápidamente, como ocurre en realidad.

Dado que las partículas no extrañas tienen $S = 0$ y las partículas extrañas tienen $S \neq 0$. Gell-Mann denominó a esta nueva cantidad *extrañeza*. Y así se la sigue llamando. Por tanto decimos que Λ° tiene extrañeza –1. Ξ tiene extrañeza –2 y así sucesivamente.

Los físicos adoptaron rápidamente esta caprichosa terminología porque tendía a dar un tono desenfadado a una materia muy compleja y abstracta.

Quizá se pensaba que después de las secuelas del Proyecto Manhattan un poco de humor no le vendría mal a la profesión. Esta ligereza, sin embargo, ha tenido un precio. Aunque los físicos quieren decir algo muy concreto cuando hablan de extrañeza y relacionan el término con cantidades mensurables tales como la longitud de las trazas en una cámara de burbujas, es casi imposible separar la palabra de las connotaciones que tiene en la vida corriente. Cuando un científico de edad madura habla académicamente de bariones, hadrones y teorías del campo unificado y pide dinero para investigar, da la impresión de estar ocupado en una empresa importante. Cuando habla de la extrañeza (o más recientemente de conceptos como el «color» o el «sabor») de una partícula suena ligeramente a frívolo y esta trivialización introduce un elemento negativo a considerar cuando se trata de recaudar fondos para la investigación.

Sin embargo, en la situación actual todo esto ya es agua pasada, dado que el término extrañeza se encuentra firmemente enraizado como una propiedad de las partículas elementales.

CLASIFICACIÓN POR LA DINÁMICA INTERNA: SPIN

Aunque sea una descripción incorrecta, en este capítulo consideraremos a las partículas elementales como pequeñas esferas materiales, en lugar de nubes de probabilidad. Así, nos preguntaremos por un nuevo tipo de movimiento que no hemos considerado hasta ahora, la posibilidad de que la partícula gire sobre sí misma en tomo a un eje. Hay muchos ejemplos de esferas girando alrededor de un eje de rotación en el mundo macroscópico. Quizás el ejemplo más familiar lo constituya la Tierra, que da una vuelta completa sobre sí misma en un día.

Para describir un sistema dinámico en rotación, los físicos introducen una nueva magnitud, el *momento angular,* que es análoga al momento lineal (masa por velocidad). Del mismo modo que el momento lineal está relacionado con la tendencia que tiene un objeto a mantener su estado de movimiento a menos que sobre él actúe una fuerza, el momento angular está relacionado con la tendencia de un cuerpo en rotación a continuar girando a menos que sufra la acción de una fuerza que modifique su estado de movimiento. El principio de conservación del momento lineal establece

que el momento lineal total de un sistema permanece constante. Hay también un principio de conservación para el momento angular El momento angular de un objeto en rotación es una magnitud vectorial, puesto que para representar la rotación de un objeto sobre un eje debemos dar un número que indique la rapidez del cuerpo, pero debemos indicar también la dirección del eje y el sentido de rotación, es decir, el módulo (o longitud), dirección y sentido de un vector.

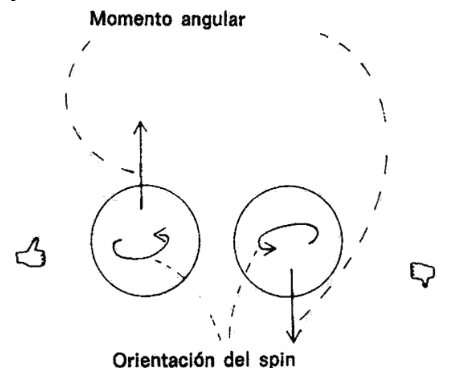


Fig. 42. Momento angular de dos esferas.

En la figura 42 aparecen dos esferas girando alrededor de un eje. Son idénticas en todo excepto en el sentido de rotación. Podemos expresar esta diferencia diciendo que una esfera está girando en el sentido de avance de las manecillas de un reloj mientras que la otra lo hace en el sentido contrario. Es mucho más sencillo, sin embargo, decir que el vector que representa el momento angular de las dos esferas apunta en direcciones opuestas. Por convenio, el sentido de este vector se define por la llamada *regla de la mano derecha*. Esta regla establece que si se doblan los dedos de la mano derecha en el sentido de giro de la esfera, el dedo pulgar indica hacia dónde tiene que apuntar el vector. En la figura 42 se representa el momento angular de cada una de las esferas.

Del mismo modo que el momento lineal —que representa la tendencia de un objeto a continuar en movimiento— es proporcional a la masa, cabe esperar que el momento angular —que esté relacionado con la tendencia de un objeto a continuar girando—, también lo sea, aunque también dependerá de la forma del objeto (un patinador con los brazos extendidos gira más

despacio que cuando los tiene pegados al cuerpo). En el caso de una esfera, el módulo del momento angular viene dado por

$$L = \frac{2}{5}MR^2 \times \frac{2\pi}{T}$$

Para una esfera macroscópica clásica, como la Tierra, el período de rotación T puede ser un número cualquiera. Sin embargo, cuando tratamos con objetos del microcosmos, la mecánica cuántica permite sólo determinadas velocidades de rotación, del mismo modo que sólo permite a los electrones encontrarse a ciertas distancias del núcleo. De acuerdo con la mecánica cuántica, el momento angular de una partícula en rotación sólo puede tomar los valores

$$L = J(J+1)\frac{h}{2\pi}$$

donde J es el llamado número cuántico de spin (o simplemente spin) de la partícula. J sólo puede tomar valores enteros o semienteros, es decir, sólo puede ser 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, 3 y así sucesivamente. No puede ser 3/4 o 2/3 o ningún otro valor intermedio.

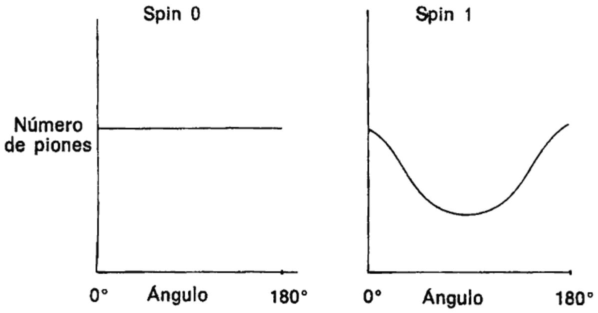


Fig. 43. Gráficas características de partículas de spin nulo y spin unidad

Por lo general, el spin de las partículas elementales inestables se determina a partir de las direcciones en que se emiten los productos de desintegración de la partícula. El procedimiento usual es construir una gráfica del número de veces que un producto de desintegración dado (por ejemplo un mesón π) emerge a cierto ángulo con respecto a la dirección original de movimiento de la partícula. Estas gráficas tendrán distintas formas (aunque

bien definidas) según cual sea el spin original de las partículas. En la figura 43 se presentan dos gráficas características de la desintegración de partículas con spin cero y spin uno, respectivamente.

En la siguiente tabla se indica el spin de las partículas que hemos estudiado hasta este momento.

spin 0
pión
spin 1/2

electrón, protón, neutrón, muón, neutrino, Λ°, Σ, Ξ

spin 1
fotón, ϱ
spin 3/2
Δ.

La partícula con spin más elevado que se ha encontrado hasta ahora es el mesón *h*. Tiene una masa de 2.040 M*e*V y spin cuatro. Sin embargo, no hay un límite teórico para el spin: puede ser tan grande como quiera. Por consiguiente, el hecho de que no se hayan encontrado partículas con spin elevado se debe quizá más a la falta de interés en el diseño de experimentos para buscarlas que a una supuesta limitación intrínseca.

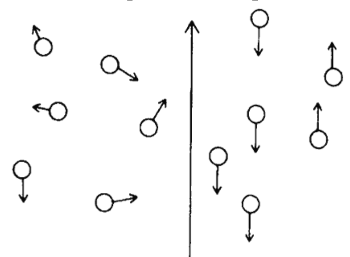


Fig. 44. Orientaciones del momento angular de partículas clásicas *(izquierda)* y partículas cuánticas *(derecha)* sometidas a un campo magnético.

Hay otra diferencia importante entre las propiedades clásicas y cuánticas de las partículas con momento angular. Si fijamos una dirección en el espacio (por ejemplo sometiendo a las partículas a un campo magnético que apunte en aquella dirección), no hay ninguna conexión necesaria entre el spin de una partícula clásica y esta dirección. Esta situación se representa en la figura 44: las partículas clásicas (izquierda) pueden tener momentos

angulares orientados en cualquier dirección. Sin embargo, para las partículas cuánticas (derecha) hay sólo ciertas direcciones permitidas en el espacio hacia las que puede apuntar su momento angular.

Las direcciones permitidas del spin de una partícula cuántica se determinan del siguiente modo: se elige una dirección en el espacio y se determina la proyección del spin sobre esta dirección. Este proceso se representa en la figura 45. Las direcciones permitidas del spin son aquellas cuya proyección admite uno de los siguientes valores:

$$J \cdot h / 2\pi$$
$$(J - 1) \cdot h / 2\pi$$
$$(J - 2) \cdot h / 2\pi$$
$$\ldots$$
$$(-J) \cdot h / 2\pi$$

Así, el número de direcciones que puede admitir el spin depende de su propio valor. Para partículas de spin 1/2, hay únicamente dos: «hacia arriba» (up) y «hacia abajo» (down). Para partículas de spin uno hay tres direcciones, «arriba», «abajo» y «lateral» (fig. 46). A medida que el spin aumenta, el número de direcciones se hace mayor. De hecho, el número de orientaciones permitidas para una partícula de spin J viene dada por $N = 2J + 1$. Por ejemplo, las orientaciones permitidas para el spin uno son aquéllas que corresponden a proyecciones de 1, 0 y –1, respectivamente.

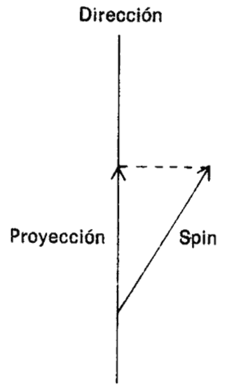


Fig. 45. Proyección de spin sobre una determinada dirección.

CLASIFICACIÓN POR LA CARGA ELÉCTRICA: ISOSPÍN

Hemos visto que una de las propiedades más importantes de una partícula elemental es su carga eléctrica. Hemos visto también que muchas de las partículas elementales parecen agruparse en familias cuyos miembros son idénticos en todos los aspectos (hasta el punto de tener todos prácticamente la misma masa) excepto en la carga eléctrica. El pión, que se presenta en sus variedades positiva, negativa y neutra, es un buen ejemplo. Además, en lo que respecta a las propiedades relacionadas con la interacción fuerte, no importa demasiado qué miembro de la familia interviene. En otras palabras, las interacciones fuertes no parecen depender de las propiedades eléctricas de la partícula individual.

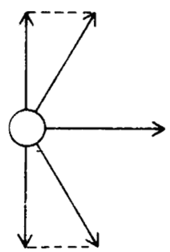


Fig. 46. Orientaciones permitidas del momento angular de una partícula con spin uno. Los vectores spin se muestran a la derecha en sus tres posibles orientaciones y las proyecciones de estos vectores a la izquierda son (de arriba a abajo) +1, 0 y –1.

En un intento de obtener una concepción unificada de estos hechos, los físicos teóricos han establecido una analogía entre las leyes que gobiernan el spin (v. la sección anterior) y las propiedades eléctricas de las familias de partículas. Supongamos, dicen, que las leyes matemáticas que describen el spin describan también otro tipo de magnitud, una magnitud relacionada con la carga. Para poner de manifiesto que esta analogía es puramente matemática, la nueva magnitud recibe el nombre de *spin isotópico o isospín.* Supongamos también, añaden, que existe un espacio matemático, abstracto, en el que podemos imaginar al isospín como un vector, del mismo modo que en la sección anterior representamos al spin por un vector en un espacio físico. En este espacio abstracto el isospín puede orientarse sólo hacia ciertas direcciones permitidas, como ocurre con el spin en el espacio ordinario. De este modo, por ejemplo, un isospín uno corresponderá a una

situación en el espacio abstracto como la que se ilustra en la figura 47. Las proyecciones de este vector a lo largo del eje son +1, 0 y –1.

¿Conocemos alguna familia de partículas en las que la carga se presente en tres estados, positivo, cero y negativo? La respuesta, es sin' duda, afirmativa. Tanto el mesón π como el mesón ϱ satisfacen este requisito. Decidimos, pues, que en lugar de hablar de estas partículas como si se presentaran en tres estados de cargas distintos, los consideraremos como una única partícula cuyo vector isospín tiene tres orientaciones posibles. En este sentido, los miembros de cualquier familia se consideran actualmente (al menos en lo que se refiere a la interacción fuerte) la misma partícula. Las diferencias entre ellos no son más que diferencias en las orientaciones del isospín; y esto no los convierte en partículas de distinto tipo, del mismo modo que dos electrones no pertenecen a dos clases distintas de partículas porque tengan su momento angular orientado en distintas direcciones.

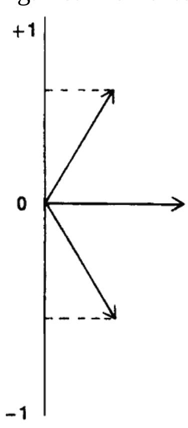


Fig. 47. Posibles orientaciones del isospín de una partícula de isospín uno.

Debido a que el número de orientaciones diferentes que puede admitir el vector isospín viene dado por $N = 2I + 1$, donde I es el isospín, el número de miembros de una familia nos permite determinar el isospín directamente.

La conexión entre la carga eléctrica y las componentes del vector isospín viene dada por la ecuación $Q = I_z + B/2 + S/2$, donde I_z es la proyección del isospín, B es el número bariónico y S es la extrañeza. Para los mesones ϱ y π, tanto B como S son cero; por tanto, el razonamiento anterior es todavía válido.

Gracias al isospín, podemos considerar al protón y al neutrón como miembros de la misma familia; en este caso, pues, $2 = 2I + 1$, o $I = 1/2$. Un isospín de 1/2 admitirá dos proyecciones. +1/2 y –1/2. Para los nucleones. B = 1 y S = 0, de manera que las dos cargas posibles son $Q = 1/2 + 1/2 = 1$ y $Q = -1/2 + 1/2 = 0$. Así, el protón corresponde a la orientación +1/2 del isospín y el neutrón a la orientación –1/2. Son sólo dos estados distintos en que se puede encontrar una misma partícula, el nucleón.

Para la partícula delta hay cuatro estados de carga posibles, de manera que $I = 3/2$. Dado que $B = 1$ y $S = 0$, los estados de carga posibles son

$$Q = 3/2 + 1/2 = 2$$
$$Q = 1/2 + 1/2 = 1$$
$$Q = -1/2 + 1/2 = 0$$
$$Q = -3/2 + 1/2 = -1.$$

En la siguiente tabla se presentan los resultados de cálculos de este tipo para las distintas partículas que hemos estudiado hasta ahora

Partícula	N	I	B	S	Q
π	3	1	0	0	+1, 0, –1
ϱ	3	1	0	0	+1, 0, –1
p, n	2	1/2	1	0	+1, 0
Δ	4	3/2	1	0	+2, +1, –1, 0
Λ	1	0	1	–1	0
Σ	3	1	1	–1	+1, 0, –1
Ξ	2	1/2	1	–2	0, –1

Antes de continuar, debemos decir que las familias determinadas por distintos valores de isospín se dan sólo entre los hadrones; por consiguiente, no hablamos del isospín de los leptones El isospín simplifica la clasificación de las familias de partículas, pero además es posible hacer muchas predicciones a partir de la hipótesis de que las leyes que gobiernan el spin ordinario gobiernan también el isospín. Dado que invariablemente estas predicciones concuerdan con los resultados observados, podemos decir que la evidencia experimental corrobora la presentación un tanto abstracta que hemos expuesto aquí.

OTROS MÉTODOS DE CLASIFICACIÓN

Hay unas pocas propiedades de las partículas elementales que aunque no son muy importantes como criterios de clasificación, sí lo son en la discusión de las leyes de conservación Vamos a exponerlas brevemente.

Paridad. En el capítulo 3 vimos que cada partícula mecánico-cuántica puede ser descrita por una función de onda que está relacionada con la probabilidad de que al efectuar una observación encontremos a la partícula en un punto dado del espacio La paridad de la partícula está relacionada con los efectos sobre la función de onda de un tipo particular de operación matemática. Esta operación consiste, esencialmente, en intercambiar la izquierda con la derecha, algo parecido a mirar la función de onda a través de un espejo. En lenguaje matemático, decimos que reemplazamos el valor de la función de onda en un punto x por el valor de la función de onda en el punto $-x$.

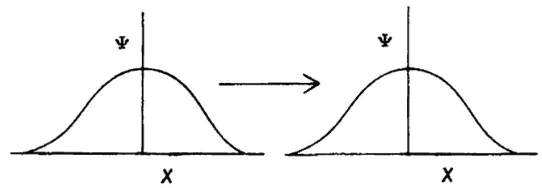


Fig. 48. Una función de onda de paridad positiva

Para la función de onda de la figura 48, al realizar esta operación obtenemos de nuevo la función de onda original (al doblar el papel por el eje y la gráfica de la izquierda se superpone exactamente con la de la derecha). Se dice que una partícula descrita por una función de onda de este tipo tiene paridad positiva o que es una función par.

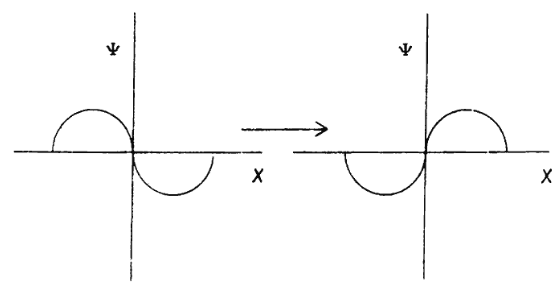


Fig. 49. Una función de onda de paridad negativa.

Por otra parte, en la figura 49 vemos una función de onda que mediante este proceso se transforma en otra función de onda que es como la original pero de signo contrario. Se dice que esta función es impar y que la partícula descrita por ella tiene paridad negativa.

Conjugación de la carga. Si invertimos el signo de la carga de cada una de las partículas de una determinada colección, transformaremos las partículas en antipartículas y viceversa. A esta operación se la conoce como conjugación de la carga. En general, no hay ninguna relación entre la función de onda de una partícula y la de su antipartícula; pero en el caso de unas pocas partículas neutras como el π°, esta operación producirá una función de onda igual a la función de onda original excepto por el signo que podrá ser positivo o negativo Para esta clase reducida de partículas, pues, podemos hablar de conjugación positiva o negativa de la carga como en el caso de la paridad.

Inversión del tiempo. La inversión del tiempo no es, en sentido estricto, una propiedad de las partículas, pero la incluimos aquí como complemento.

Imaginemos que podemos filmar una interacción de partículas elementales. La operación de invertir el tiempo corresponde a pasar la película hacia atrás Esta operación no cambia ningún signo de la partícula, pero tiene un claro efecto en lo que se observa. Por ejemplo, una partícula que esté girando de tal manera que su momento angular esté orientado «hacia arriba» parecerá, al invertir el tiempo, que su spin sea «hacia abajo».

RESUMEN

Para clasificar una nueva partícula, lo primero que debemos preguntarnos si es un hadrón o un leptón Si es un leptón no queda demasiado por hacer. Si es un hadrón, comprobaremos si es un barión o un mesón, si es una partícula extraña o no extraña y determinaremos su spin, isospín y, si es el caso, su conjugación de carga. Esta información, junto con la masa de la partícula, nos dará todas las propiedades que probablemente vayamos a necesitar. En la siguiente tabla damos esta información para todas las partículas que hemos tratado hasta ahora:

Propiedades de las partículas elementales

	Partícula	Masa	*J*	*S*	*I*	*P*	*B*
Fotón	γ	0	1	0			0
Leptones	*e*	0,51		0			0
	μ	105	1/2	0			0
	ν	0	1/2	0			0
Mesones	π	140	0	0	1	–	0
	K^-	494	0	–1	1/2	–	0
	K^o	498	0	–1	1/2	–	0
	ϱ	770	1	0	1	–	0
Bariones	*p, n*	938	1/2	0	1/2	+	1
	Λ	1.115	1/2	–1	0	+	1
	Σ	1 190	1/2	–1	1	+	1
	$\Xi^{o,-}$	1 318	1/2	–2	1/2	+	1
	Δ	1 232	3/2	0	3/2	+	1
	Σ(1385)	1.385	3/2	–1	1	+	1

9. Los quarks

Los quarks son a la física como la canción popular es a la música

ANÓNIMO

ALGUNAS RELACIONES SISTEMÁTICAS ENTRE PARTÍCULAS ELEMENTALES

Cuando se descubrieron las primeras resonancias, la opinión generalizada entre los físicos era que se trataba de algo anómalo y especial. Este sentimiento se reflejaba en los nombres que se les daba. La que hemos llamado Δ, por ejemplo, se llamó *N** (N estrella), dando por supuesto que ésta sería *la* resonancia pión-nucleón. De manera similar, la resonancia bariónica de extrañeza –1 se llamó *Y**. Pero hacia los años sesenta, a medida que el número de resonancias conocidas se iba incrementando, esta nomenclatura empezó a ser manifiestamente inadecuada. Empezaron a aparecer otras resonancias en el sistema pión-nucleón que fueron bautizadas como *N*** y *N****. Citando a Matt Roos en su primer recuento de partículas elementales «no se podrá continuar usando la notación de estrellas una vez se descubra una resonancia para la que se requirieran ocho estrellas».

Es conveniente estudiar con un poco más de detalle las resonancias pión-nucleón a fin de introducir la nomenclatura moderna para las resonancias y también para observar algunas regularidades que se observan en las mismas. El *Catálogo de propiedades de las partículas* del año 1976 enumera una docena de resonancias que tienen las siguientes propiedades: $B = 1$, $S = 0$ e $I = 1/2$. Todas estas partículas se desintegran en un nucleón y un conjunto de mesones π. Por consiguiente, podemos agruparlas todas bajo la denominación *N**. Además, los números cuánticos dados más arriba son exactamente los del nucleón. Las otras propiedades de estas partículas (como masa, paridad y spin) varían a medida que avanzamos en la lista.

El convenio que se ha adoptado es designarlas a todas genéricamente por la letra N, poniendo entre paréntesis su masa en M*e*V. Para las resonancias del tipo nucleónico la lista incluye:

$N(1470)$	$N(1780)$
$N(1520)$	$N(1810)$
$N(1535)$	$N(2190)$
$N(1670)$	$N(2220)$
$N(1688)$	$N(2650)$
$N(1700)$	$N(3030)$

Desde el año 1976 se han añadido más partículas a esta lista.

Estas partículas se desintegran generalmente dando lugar a un nucleón y un solo pión. Sin embargo todas ellas pueden desintegrarse mediante otros procesos como

$$N(\ ) \rightarrow \Delta\pi$$

o

$$N(\ ) \rightarrow Np.$$

De hecho, la desintegración es muy similar al proceso por el que un átomo emite luz (v. cap. 1). Cuando un electrón se encuentra en una órbita externa de un átomo se puede trasladar a órbitas más internas de varias maneras. O bien efectúa un gran salto (emitiendo un fotón de alta energía) o bien realiza una serie de pequeños saltos a través de órbitas intermedias (emitiendo una serie de fotones de energía menor).

Del mismo modo, parece que estas resonancias nucleónicas pueden descomponerse en un nucleón y varios piones ya sea a través de una transición sencilla o bien mediante una serie de transiciones intermedias. Esta similitud con el electrón es el primer indicio que tenemos de que, a pesar de la multitud de partículas elementales que se conocen, es posible encontrar un esquema que devuelva la simplicidad a nuestra concepción de la naturaleza Quizá decir que las resonancias de la lista anterior son partículas distintas tenga tan poco sentido como insistir en que dos átomos son fundamentalmente distintos porque sus electrones se encuentran en órbitas distintas.

El nucleón no es el único barión de masa pequeña que tiene una «familia» Podríamos hacer una lista similar a la anterior para los bariones no extraños con isospín 3/2. Obtendríamos así la familia delta, cuyo miembro de menor masa, el Δ(1236), es la resonancia que hemos llamado la partícula Δ. Damos una relación de otras familias en la tabla de la página siguiente. El Σ(1385), uno de los miembros de la familia de las Σ cuyas propiedades

discutimos en el capítulo 7, fue la primera resonancia extraña que se descubrió.

Se conocen menos resonancias mesónicas que resonancias asociadas con bariones. Esto se debe más a los problemas inherentes a la realización de un complicado análisis en el espacio de las fases que a cualquier diferencia fundamental entre los mesones y los bariones. Volveremos más tarde sobre este punto, pero los datos de que disponemos en la actualidad apoyan la existencia de familias de mesones similares a las familias de bariones que acabamos de enumerar.

B	*S*	*I*	Nombre de la familia	Número conocido en 1976
1	–1	0	Λ	10
1	–1	1	Σ	10
1	–2	1/2	Ξ	3

De este modo, y con ayuda de los esquemas de clasificación descritos en el capítulo 8, podemos establecer una enorme simplificación conceptual en el problema de la proliferación de los hadrones. Si consideramos cada nueva resonancia como un miembro más de la familia, sin mayor significado fundamental que el que tiene una nueva órbita electrónica en un átomo, habremos introducido ya una gran cantidad de orden en el caos precedente. Desde esta perspectiva, el número de familias se reduce en gran manera, aunque el número de partículas continúe siendo elevado.

EL CAMINO ÓCTUPLE

El primer esquema realmente eficaz para poner de manifiesto las conexiones fundamentales entre las partículas de diferentes familias fue desarrollado independientemente en 1961 por Murray Gell-Mann en el Instituto Tecnológico de California y por Yuval Ne'eman, que entonces ocupaba simultáneamente los cargos de físico en el Imperial College de Londres y de agregado militar de inteligencia en la embajada del estado de Israel. Este esquema introduce la misma relación lógica entre las partículas elementales que la tabla periódica establece entre los elementos químicos. Vale la pena profundizar un poco en esta analogía para comprender mejor lo que hicieron.

Cuando, en el siglo pasado el número de elementos químicos conocidos empezó a aproximarse al centenar, se hizo evidente la necesidad de imponer algún tipo de orden entre ellos. El químico ruso Dmitri I. Mendeleev se dio cuenta de que si los elementos químicos se disponían en filas, de manera que el peso atómico aumentara de izquierda a derecha, y si el número de elementos en las filas se ajustaba adecuadamente, entonces los elementos que se encontraban en la misma columna tenían propiedades químicas semejantes. Se estableció así una conexión entre el peso atómico y las propiedades químicas. Además, los pocos «agujeros» de la tabla, es decir, lugares donde debería haber elementos pero no los había, llevaron al descubrimiento del escandio y el germanio.

Al considerar la tabla periódica es extremadamente importante darse cuenta que si alguien hubiera preguntado a Mendeleev por qué la primera fila contenía únicamente dos elementos mientras que la segunda contenía ocho, no hubiera sido capaz de contestar La tabla periódica funcionaba, pero hasta el advenimiento de la mecánica cuántica en el siglo XX nadie sabía por qué.

Este mismo espíritu práctico de buscar orden sin explicación dio lugar al desarrollo de la tabla periódica de las partículas elementales, la cual se conviene en llamar *el camino óctuple* (término sacado de un texto de Buda) y SU(3) (un término matemático de la teoría de grupos). Quizá la mejor manera de entender esta tabla sea viendo cómo relaciona las partículas de las que ya hemos hablado.

Supongamos que trazamos una gráfica en un sistema de coordenadas cuyo eje vertical corresponde a la magnitud $B + S$ de cada partícula y el eje horizontal a I_z, la proyección del isospín. En esta gráfica (fig. 50) cualquier partícula viene representada por un punto. Por ejemplo, en la figura se representan los bariones Σ. Todos ellos tienen $B = 1$ y $S = –1$, de modo que $B + S$ (magnitud llamada hipercarga) es cero. Al mismo tiempo, recordando que

$$I_z = Q - \frac{B + S}{2}$$

obtenemos que los tres estados de carga de la partícula Σ son $I_z = 1$, 0 y –1, respectivamente. En consecuencia, en esta gráfica la familia de los Σ aparece como tres puntos espaciados a lo largo del eje horizontal.

En la tabla del final del capítulo 8 vemos que tanto el nucleón, como las partículas Σ, Λ y Ξ, tienen el mismo spin, el mismo número bariónico, la misma paridad y masas muy semejantes. Si representamos todas estas partículas en una gráfica como la de la figura 50, obtendremos un conjunto de puntos semejante al de la figura 51. En esta gráfica las partículas Λ° y Σ^o han sido separadas para distinguirlas mejor, pero ambas ocupan, en realidad, el punto $(B + S) = 0$, $I_z = 0$.

Las ocho partículas de la gráfica (fig. 51) se parecen en muchos aspectos. Además, al agruparlas de este modo obtenemos una gran cantidad de información sobre su contribución a la interacción fuerte. Por ejemplo, todas las partículas de una misma fila tienen la misma extrañeza Todas las partículas situadas en una diagonal trazada desde la parte superior izquierda hasta la parte inferior derecha tienen la misma carga eléctrica. Esta agrupación es, pues, semejante a la tabla periódica de los elementos químicos: nos dice cómo se comportan las partículas pero no nos dice por qué.

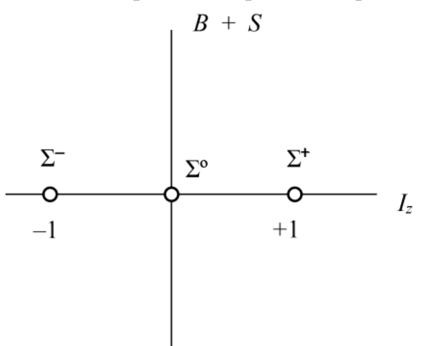


Fig. 50. Diagrama para los bariones Σ.

Todos los hadrones que hemos estudiado hasta ahora pueden ser distribuidos en grupos de partículas con el mismo spin, número bariónico, paridad y (aproximadamente) igual masa. El formalismo matemático nos dice cuántos debería haber en cada grupo. Con unas pocas excepciones, las partículas de menor masa que hemos estado discutiendo se distribuyen en grupos de ocho, al igual que los bariones representados en la figura 51. Tal agrupación recibe el nombre de octete. Como referencia, presentamos el octete del mesón en la figura 52. El mesón η (eta), que no habíamos mencionado todavía, tiene spin cero y una masa de 549 M*e*V. Los $\overline{K}^-$ y los $\overline{K}^\circ$ son las antipartículas de K^- y K°, respectivamente.

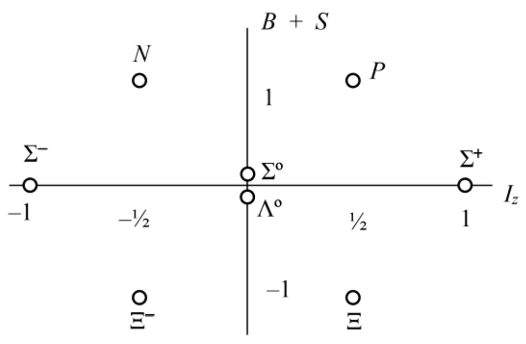


Fig. 51. El octete bariónico.

A principios de los años sesenta se hizo evidente que esta agrupación de las partículas elementales sugerida por el camino óctuple era una manera extraordinariamente provechosa de estudiarlas. El formalismo matemático subyacente, dentro del marco de la teoría de grupos, permitió a los físicos teóricos relacionar las vidas de diferentes resonancias entre sí y predecir las diferencias en las masas de las partículas dentro de un grupo dado. Ser capaces de *predecir* la vida de una resonancia cuando previamente se tenía que aceptar su valor simplemente como un dato experimental, representaba una reducción en la arbitrariedad de las propiedades de las partículas. En lugar de contentarse con aceptar las nuevas partículas tal como se mostraban en los experimentos, los físicos podían ahora empezar a predecir dónde deberían observarse y qué propiedades tendrían. (Más tarde veremos cómo se obtuvo una de estas predicciones.) Al igual que la tabla periódica, el camino óctuple representó la posibilidad de ordenar las partículas elementales, ordenación que redujo de manera significativa el caos anterior.

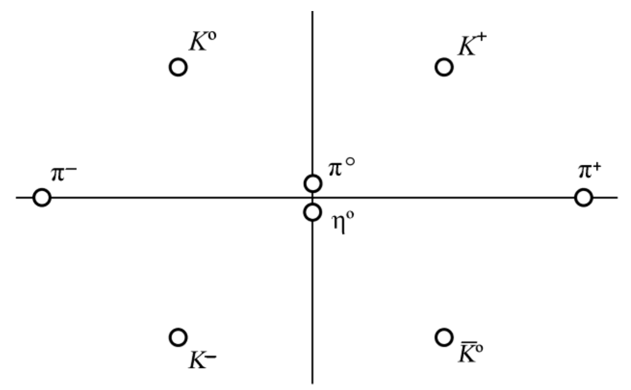


Fig. 52. El octete mesónico.

De todos modos, aún quedaban razones para no sentirse completamente satisfechos. Vimos que Mendeleev no podía contestar a la pregunta de por qué la tabla periódica era como era. Del mismo modo, no se sabía por qué las partículas debían agruparse en configuraciones como las que hemos ilustrado. Dicho simplemente: ¿por qué en estas gráficas debemos representar $B + S$ en un eje e I_z en el otro? ¿Por qué no cualquier otra combinación de números cuánticos? En términos matemáticos, ¿por qué es una simetría unitaria, SU(3), y no cualquier otra simetría la que actúa en el mundo de las partículas elementales? Del mismo modo que una comprensión completa de los elementos químicos tuvo que esperar al desarrollo de la mecánica cuántica, una comprensión más profunda del camino óctuple tuvo que esperar algunos años hasta que se hizo un poco de luz en nuestra comprensión de los hadrones.

EL MODELO DE LOS QUARKS

En 1964. Murray Gell-Mann, en el Instituto Tecnológico de California y George Zweig, en Ginebra, propusieron independientemente una explicación física sencilla del éxito del camino óctuple. Del mismo modo que la tabla periódica se pudo explicar al aceptar que el átomo poseía estructura, que los electrones se movían en órbitas alrededor del núcleo, se podía dar razón de la tendencia de las partículas elementales a formar octetes suponiendo que ellas estaban a su vez formadas por constituyentes todavía más

elementales. Ahora bien, «¿qué clase de constituyentes son necesarios para producir las partículas elementales tal como las conocemos?».

La respuesta a esta pregunta fue bastante sorprendente. En la teoría original —basada también en la teoría de grupos y en particular en el grupo SU(3)— había tres constituyentes que integraban todos los hadrones. Son los quarks (expresión inventada por James Joyce en su obra *Finnegans Wake).* Para producir las partículas elementales conocidas, los quarks deben tener propiedades muy poco usuales. Por ejemplo, deben poseer cargas eléctricas que, salvo el signo, sean una fracción de la carga eléctrica del electrón. Esta sola característica por sí sola los convierte en algo excepcional, dado que cualquier otra carga eléctrica conocida es o bien igual a la del electrón o a un múltiplo entero de la misma.

Por otro lado, prescindiendo de lo sorprendente que pueda parecer la existencia de este conjunto de partículas, existe una gran cantidad de evidencia circunstancial que indica que las partículas que hasta ahora hemos denominado elementales están hechas, al igual que los átomos, de constituyentes básicos. La inexplicable ordenación de las partículas introducida por el camino óctuple junto con la existencia de familias de partículas así lo sugirió. A pesar, pues, de lo insólitos que los quarks puedan parecer, tanto en nombre como en propiedades, vale la pena comentar la evidencia que tenemos de su existencia.

En el siguiente cuadro presentamos las propiedades más características de los tres quarks originales (los nombres son los actuales, no los que fueron propuestos originalmente). A cada uno de ellos le corresponde su antipartícula —el antiquark— con carga, número bariónico y extrañeza opuestas. Los antiquarks se designan por los símbolos $\bar{u}$, $\bar{d}$ y $\bar{s}$.

Nombre del quark	**Símbolo**	***J***	***Q***	***S***	***B***	***I***	I_2
Arriba	*u*	1/2	2/3	0	1/3	1/2	1/2
Abajo	*d*	1/2	–1/3	0	1/3	1/2	–1/2
Extraño	*s*	1/2	–1/3	–1	1/3	1/2	0

Los nombres de los quarks no son tan raros como parecen. Los quarks *u* y *d* forman una familia de spin isotópico 1/2, y «arriba» y «abajo» (en inglés «up» y «down») se refieren a las proyecciones de este spin «extraño» (en inglés «strange») hace referencia al hecho de que este quark tiene *S* = –1, mientras que los demás tienen *S* = 0

¿Cómo se construyen los hadrones a partir de estos bloques estructurales? Comencemos con los bariones. Todas estas partículas tienen $B = 1$. Dado que cada uno de los quarks tiene $B = 1/3$, podemos obtener un principio importante del modelo de los quarks: Los *bariones constan de tres quarks*. La suma de los valores de B de los tres quarks constituyentes del barión será $B = 1$, tal como debe ser.

Para saber qué quarks componen cada barión, tenemos que ver qué combinación nos dará el spin, la carga y la extrañeza deseados. Consideremos el barión Δ de carga +2 a título de ejemplo. Ésta es una partícula con carga +2, spin 3/2 y extrañeza 0. Vemos inmediatamente que Δ^{++} no puede contener quarks *s*. Un único quarks *s* daría a la partícula S = –1, mientras que una combinación de *s* y *s* (para la cual $S = 1 - 1 = 0$) daría $B = 1/3$ (recuérdese que el antiquark tiene $B = -1/3$).

¿Hay alguna manera de combinar los quarks *u* y *d* para obtener un Δ^{++}? De hecho, hay un solo modo de hacerlo, y es mediante tres quarks *u*. La carga total de esta combinación será $Q = 2/3 + 2/3 + 2/3 = 2$. Análogamente, para tener un spin total de 3/2 a partir de tres objetos de spin 1/2 debemos tener los tres spins orientados en la misma dirección. Así, en términos de quarks, Δ^{++} se debe parecer al diagrama de la figura 53. Del mismo modo, Δ^{+} debe tener también los tres spins orientados en la misma dirección, pero debe constar de dos quarks *u* y un quark *d* para tener una carga total de $Q = 2/3 + 2/3 - 1/3 = 1$. Será algo semejante a la figura 54. El protón, por otro lado, debe tener spin 1/2 y carga 1. En consecuencia, debe estar hecho de dos quarks *u* y un quark *d*, pero sus vectores spin deben estar dispuestos de modo distinto a los de la partícula Δ^{+}. Una posible disposición para el protón se muestra en la figura 55.

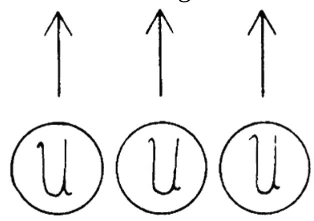


Fig. 53. Los quarks de la partícula Δ^{++}.

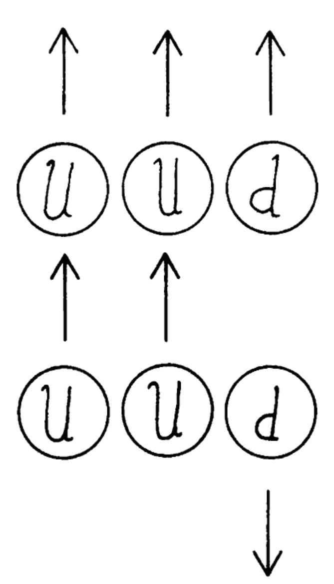


Fig. 54. Los quarks de la partícula Δ^+.

Fig. 55. Posible disposición de los quarks en el protón.

Podemos ver ya cuál es el hecho esencial del modelo de quarks. Hasta ahora hemos tenido que contemplar la partícula Δ y el nucleón como dos partículas separadas. Todas las regularidades que hemos señalado no han alterado este hecho. Sin embargo, en términos de quarks, vemos que existe una conexión fundamental entre estas dos partículas. Ambas están hechas de la misma clase de quarks, si bien dispuestos de manera diferente. Las implicaciones filosóficas de este hecho se discutirán más adelante; pero ahora señalemos, que nos ofrece una imagen muy sencilla del proceso por el que una partícula se convierte en otra.

Consideremos la desintegración rápida $\Delta^+ \rightarrow p^+\pi^\circ$. En términos de partículas, esta desintegración es algo que podemos observar en el laboratorio pero que no podemos comprender. En términos de quarks, sin embargo, podemos representar este suceso como se indica en la figura 56. El quark *d* invierte su spin de «arriba» a «abajo», emitiendo un pión neutro. Dado que este tipo de fenómeno ocurre constantemente en los núcleos (el pión es simplemente reemplazado por un rayo X), los físicos se sienten muy cómodos con él. Además, una vez se dispone de una imagen sencilla como ésta, las técnicas de la física nuclear permiten calcular los tiempos de vida de

partículas elementales, incluso de partículas en diferentes octetes. A mediados de los años sesenta se hicieron muchos cálculos de este tipo que, considerando la extrema sencillez del modelo, tuvieron bastante éxito.

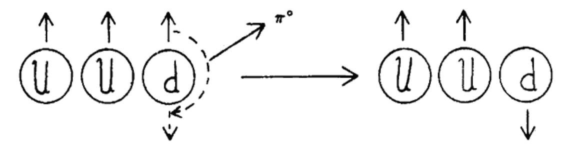


Fig. 56. Desintegración rápida, en términos de quarks

El modelo de los quarks nos permite también comprender la oposición rapidez-lentitud en las desintegraciones que se manifestó originalmente en los experimentos con rayos cósmicos. Consideremos, por ejemplo, la partícula Σ^+. Esta partícula tiene $S = -1$, de manera que debe contener un quark *s*. A fin de conseguir una carga +1, los otros dos quarks deben ser quarks *u*. Para tener spin ½, debemos encontrarnos en la situación de la figura 57.

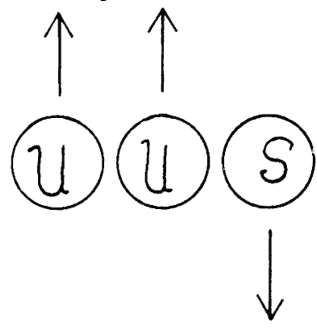


Fig. 57. Los quarks de la partícula Σ^-.

Consideremos ahora la desintegración $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^o$: Para que pueda producirse, el quark s de la partícula Σ^+ no debe cambiar su spin sino su identidad. Se debe transformar en un quark *d* por un proceso similar al que se indica en la figura 58.

Parece razonable suponer que un quark tardará más en transformarse en otro quark que en invertir su spin. Así, la regla para desintegraciones es la siguiente: *Una desintegración se efectuará rápidamente sólo si los quarks que están en juego no deben cambiar de identidad.*

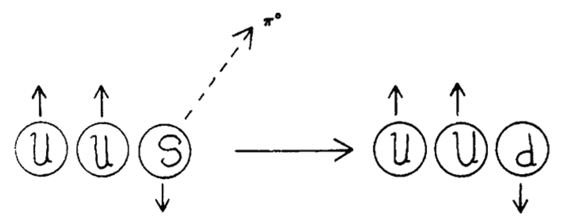


Fig. 58. El quark s se transforma en un quark *d* y la partícula Σ^- pasa a ser un protón.

Podemos aplicar esta regla al caso de la desintegración de la partícula Σ(1385), una resonancia extraña que se desintegra rápidamente en una partícula Λ y un pión. Esta partícula tiene $S = -1$, $B = 1$ y spin 3/2. El Σ(1385) de carga positiva debe tener el mismo contenido de quarks que el Σ^+, excepto que sus spins deben apuntar en la misma dirección, según se indica en la figura 59.

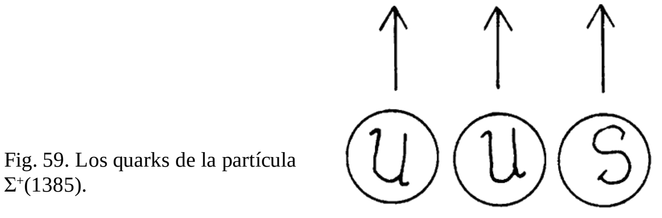


Fig. 59. Los quarks de la partícula Σ^+(1385).

La desintegración $\Sigma^+(1385) \rightarrow \Sigma^+ + \pi^o$ se representa en la figura 60. Observemos la semejanza entre este proceso de inversión de spin y el que permite que la partícula Δ dé lugar a un protón. Los procesos son idénticos, sólo es distinto el tipo de quark cuyo spin se invierte. Ambos son rápidos, ya que solamente tiene lugar una inversión de spin.

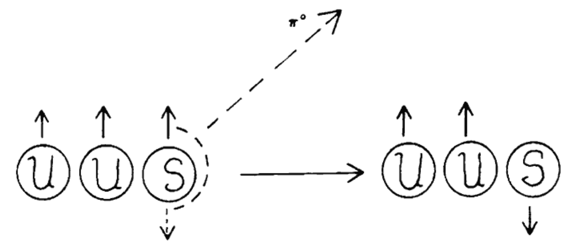


Fig. 60. Proceso de desintegración del Z^+(1385).

Con ayuda de esta regla podemos entender también la doble desintegración lenta de la partícula Ξ. Una partícula con *S* = –2 debe tener dos quarks *s*. La partícula Ξ debe ser como se indica en la figura 61. Para que esta partícula se desintegre, los dos quarks extraños deben transformarse en quarks *d* ordinarios. Esto tiene lugar en dos pasos. Primero se transforma uno de ellos, al tiempo que emite un pión neutro, quedando una partícula semejante a la que se muestra en la figura 62. Tiene carga 0, spin 1/2 y extrañeza –1. Se trata, desde luego, de la partícula Λ°. Esta nueva partícula, entonces, se desintegra lentamente convirtiendo el quark *s* restante en un quark *d.* Así, las desintegraciones dobles y lentas corresponden a situaciones en las que dos quarks *s* se transforman en dos quarks *d*.

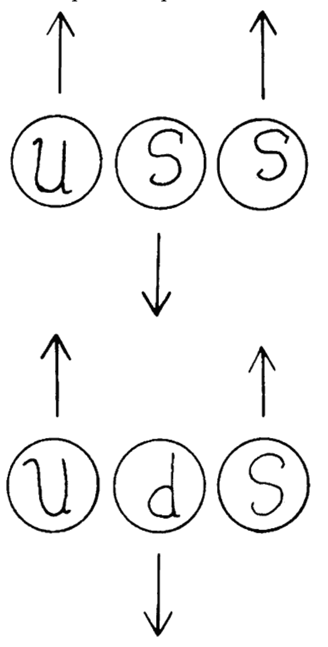


Fig. 61. Los quarks de la partícula Ξ.

Fig. 62. Los quarks de la partícula Λ°.

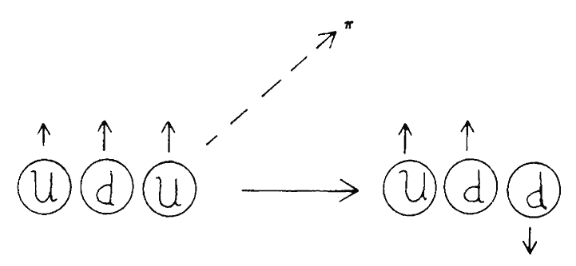


Fig. 63. La desintegración del Δ^-.

En este punto debemos hacer una advertencia sobre esta regla de desintegración. En la desintegración $\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ nos encontramos con un proceso similar al que se muestra en la figura 63. Un quark *u* invierte su spin, emite un pión y se convierte en un quark *d* ¿No comporta este proceso un cambio de identidad?

Si recordamos que los quarks *u* y *d* son miembros de la misma familia de isospín, veremos que el cambio de identidad mencionado no es más que otra inversión del spin isotópico El spin isotópico cambia de «arriba» a «abajo» en el espacio de spin isotópico del mismo modo que el spin ordinario cambia de «arriba» a «abajo» en el espacio ordinario. En consecuencia, los cambios entre los quarks *u* y *d* se basan en la misma lógica que la inversión de spin y no constituyen un cambio de identidad en el sentido que aquí le damos al término.

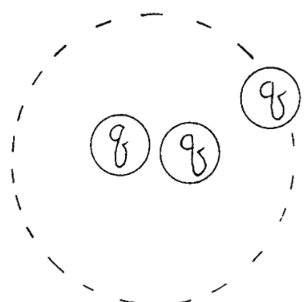


Fig. 64. Quarks orbitando uno en torno al otro.

El modelo de los quarks nos permite comprender mejor las familias de partículas de gran masa que consideramos al principio de este capítulo. Todas las partículas que hemos visto hasta ahora poseen tres quarks, cada uno de los cuales es estacionario con respecto a los demás. Esta es ciertamente

la configuración más sencilla, pero no podemos dejar de preguntamos si es posible encontrar una situación como la de la figura 64, donde cada quark se mueve en una órbita alrededor de los demás. La respuesta a esta pregunta es afirmativa. De hecho, no sólo estos estados son posibles, sino que explican muchas de las doce resonancias nucleó- nicas que hemos enumerado anteriormente. Cada resonancia corresponde a un conjunto distinto de órbitas. Dado que estas órbitas pueden hacerse más y más grandes, no hay límite en principio para el número de resonancias que puedan existir. En este sentido, el modelo de los quarks se formuló en el momento oportuno; sin él nos veríamos completamente desbordados por la enorme variedad de partículas.

EL MODELO DE LOS QUARKS APLICADO A LOS MESONES

En la sección anterior consideramos a los mesones como partículas que se emiten cuando un quark invierte su spin. De hecho, sabemos que los mesones son hadrones y por tanto deben estar también compuestos de quarks. Veamos cómo se estructuran los quarks en los mesones.

Por definición, el número bariónico de los mesones es 0. La única combinación de quarks que produce este resultado es un quark más un antiquark. En este caso. $B = 1/3 – 1/3 = 0$. Esto conduce a otra regla de la teoría de quarks: *Los mesones constan de un quark* y *un antiquark.*

Aplicando esta regla, podemos hallar las combinaciones de quarks que constituyen los diferentes mesones, del mismo modo que lo hicimos para los bariones. Tomemos el mesón ϱ^+ como un ejemplo. Es un mesón con $S = 0$, $Q = 1$ y $J = 1$. Si contiene quarks s, éstos deben aparecer en la combinación $s\bar{s}$. Tal combinación no tendría carga eléctrica Por tanto, el mesón ϱ^+ debe estar hecho con quarks u y d y sus antiquarks.

Consultando la tabla de las propiedades de los quarks, vemos que un quark u (carga 2/3) y un antiquark d (carga 1/3) nos dan la carga apropiada para el ϱ^+. Éste debe ser, por tanto, como se indica en la figura 65 Un argumento semejante muestra que el mesón π^- debe ser como se indica en la figura 66. Como ocurre en el caso del protón y la partícula Δ^+, la única diferencia entre las dos partículas estriba en la alineación de los spins de los quarks.

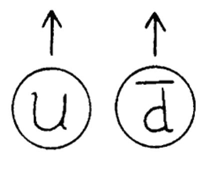


Fig. 65. Los quarks del mesón ϱ^+

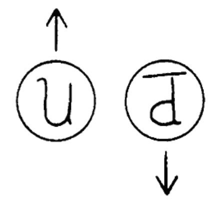


Fig. 66. Los quarks del meson π^-

En nuestra discusión sobre la desintegración de los bariones, tratamos a los piones emitidos como partículas individuales. Evidentemente, no podemos tratar el proceso $\varrho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^o$ del mismo modo. Debemos analizar con más cuidado el proceso mediante el cual un quark emite un mesón π.

Supongamos, para simplificar, que el quark que será activo en el proceso de desintegración se encuentra aislado en el espacio y que los otros constituyentes de la partícula juegan sólo el papel de observadores. En el caso más simple, debe ser indiferente que el quark que observamos se encuentre junto a un antiquark (y por tanto formando parte de un mesón) o junto a un par de quarks (formando parte de un barión). En cualquiera de los dos casos, podemos considerar al quark activo como si estuviera aislado en el espacio.

Por el principio de incertidumbre y la discusión de las partículas virtuales del capítulo 3, sabemos que en una escala de tiempos muy corta es posible encontrar procesos que parecen violar el principio de la conservación de la energía. Uno de estos procesos puede ser la creación de un par quark-antiquark en el espacio vacío cerca de nuestro quark aislado. La energía de cualquier sistema cuántico puede aumentar en una cantidad ΔE siempre que el sistema regrese a su estado normal en un tiempo Δt, donde $\Delta E \times \mathrm{A}t > h$. No hay, pues, ninguna razón por la que no se puedan dar estados quark-antiquark. De hecho, no hay medio alguno que nos permita decidir si se han presentado o no. En este aspecto, el par es muy similar a las partículas virtuales responsables de la fuerza fuerte. Es incluso posible que el quark aislado se combine con el antiquark virtual del par, formando un mesón, y que el quark virtual ocupe el lugar del quark original en la partícula (v. fig. 67).

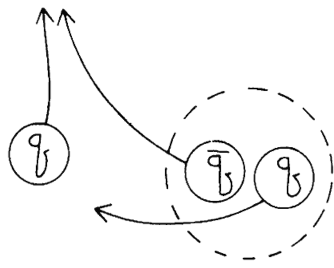


Fig. 67. Formación de un mesón.

Si el quark original formaba parte de un mesón, como el ϱ^+, tendremos un proceso semejante al de la figura 68: el mesón ϱ^+ se transforma en dos partículas de spin y número bariónico igual a 0. Una de ellas está positivamente cargada y la otra es neutra, de modo que este proceso corresponde a la desintegración del mesón p en dos mesones π.

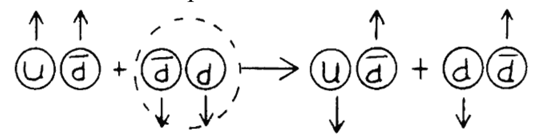


Fig. 68. La desintegración de un mesón ϱ.

En definitiva, este mismo proceso de creación del mesón por la combinación de los quarks originales con los pares quark-antiquark es el mecanismo de la desintegración bariónica de que hablamos en la sección anterior. Lo que describimos como «una inversión del spin del quark con la emisión de un pión» es, de hecho, una inversión del spin de un quark acompañada de la recombinación de una pareja quark-antiquark, que es el proceso que se da en la desintegración del mesón ϱ.

Una vez comprendida la imagen de la desintegración mesónica que nos ofrece el modelo de los quarks, podemos ver que la sistematización del proceso de desintegración de los bariones se puede aplicar también para los mesones. Los mesones que contienen el quark extraño se desintegrarán lentamente si este quark debe convertirse en un *u* o *d*, pero se desintegrarán rápidamente si este cambio no ha de tener lugar. Al igual que en el caso de los bariones, puede haber un gran número (en principio, un número infinito) de mesones de mayor masa, correspondiendo a situaciones en que el quark y el antiquark giran uno en tomo al otro en órbitas que se expanden.

Por ejemplo, el mesón A_2, que tiene una masa de 1.310 M*e*V y $J = 2$, corresponde a un estado como el de la figura 69.

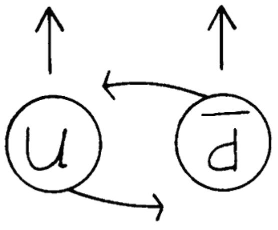


Fig. 69. El mesón A_2.

Finalmente, el hecho de que el proceso de desintegración sea idéntico en bariones y mesones sugiere la posibilidad de encontrar relaciones entre los ritmos de desintegración de los dos tipos de partículas. Después de todo, el proceso mediante el cual un quark se combina con un par no debería depender demasiado de si los quarks originales están pegados a un antiquark (como ocurre en un mesón) o a otros dos quarks (como ocurre en un barión). Así, incluso en el plano teórico vemos que la distinción entre diferentes partículas empieza a convertirse en algo de menor importancia. El hecho esencial es que cada uno de los hadrones conocidos posee la misma clase de constituyentes.

CONSECUENCIAS FILOSÓFICAS DEL MODELO DE LOS QUARKS

Al principio del libro nos preguntábamos si la naturaleza era, en el fondo, simple. Hemos recorrido tres períodos históricos en los que la respuesta parecía ser afirmativa. Encontramos, en primer lugar, la imagen atómica de los elementos químicos, según la cual la enorme variedad material se consideraba constituida por un número relativamente reducido de átomos. A esta simplificación le sucedió un período de creciente complejidad durante el cual el número conocido de elementos químicos aumentó rápidamente. La tabla periódica de los elementos permitió establecer un orden entre los elementos químicos, aunque sin comprender su fundamento.

La siguiente simplificación fundamental fue el desarrollo de la moderna teoría atómica, según la cual todos los elementos químicos estaban constituidos por tres bloques estructurales básicos, el protón, el neutrón y el electrón. Sin embargo, cuando se llevó a cabo una investigación más profunda afloró una nueva clase de complejidad, cuyo desarrollo hemos descrito a lo

largo de esta obra A principios de los años sesenta, el lugar de las tres partículas elementales del átomo nuclear lo ocupaban centenares de nuevas partículas elementales con varias propiedades nuevas,

Una vez más, nuestra imagen del mundo se había vuelto muy compleja.

El modelo de los quarks representa el paso más reciente dentro de esta dialéctica de complejidad-simplificación. Los centenares de partículas elementales han sido reemplazadas por los tres quarks y sus antipartículas, considerados como los bloques estructurales básicos de la materia, Con el desarrollo de la teoría de quarks, la respuesta a nuestra pregunta parece ser, pues, un rotundo sí. Pero queda por ver si en el futuro podremos seguir contestando de este modo.

Aunque es posible que no se trate de la simplificación definitiva, el modelo de quarks representa un impresionante avance con respecto al caos precedente. Nos ofrece un medio de visualizar las partículas elementales que ha sido extremadamente productivo en la investigación y que es fácil de enseñar. Recuerdo seminarios sobre quarks en los que los oradores, para ilustrar la estructura hadrónica, empleaban cubos de madera de colores con flechas pintadas en sus caras, lo cual difícilmente se podría hacer con algo tan abstracto como el camino óctuple.

10. Evidencia en favor del modelo de los quarks

Perry Mason: «La evidencia circunstancial es la mejor evidencia posible. Paul. Sólo hay que interpretarla correctamente.»

ERLE STANLEY GARDNER, «The Case of the Queenly Contestant»

EL MODELO DE LOS QUARKS Y LOS ESTADOS DE LAS PARTÍCULAS

Uno de los principales argumentos en favor del modelo de quarks es su enorme éxito en la explicación y codificación de los hadrones. Si consideramos a los hadrones como partículas sin estructura, todas las simplificaciones y clasificaciones que hemos discutido no nos permiten discernir ninguna pauta en su comportamiento. La situación cambia, sin embargo, al aceptar que a cada partícula corresponde una disposición distinta de quarks. Así podemos ver que las familias de partículas (como las asociadas con la partícula Δ y el nucleón, por ejemplo) están, en efecto, relacionadas entre sí de una manera fundamental: Todas constan de los mismos quarks. Las distintas velocidades de desintegración asociadas con las extrañezas se explican también en términos del número de quarks *s* presentes antes y después de la desintegración.

Los físicos han dedicado una gran cantidad de tiempo en los últimos 15 años a investigar toda clase de ramificaciones del modelo de los quarks por dos razones fundamentales. La primera es determinar si alguna de las predicciones del modelo no se cumple. La segunda es obtener nueva información sobre las partículas elementales.

Para entender cómo se lleva a cabo el primer tipo de investigación, consideremos el caso del nucleón. En el modelo de los quarks, el nucleón es un sistema compuesto por tres partículas, cada una con spin e isospín 1/2; un sistema bastante común en física. De hecho, hay núcleos (cuyos constituyentes, los nucleones, también tienen spin e isospín 1/2) que son muy parecidos a esta imagen del nucleón. Por ejemplo, el tritio (símbolo químico ^{3}H), un isótopo del hidrógeno con un protón y dos neutrones, y el ^{3}He,

un isótopo del helio con dos protones y un neutrón. Esta semejanza fue explotada por los físicos teóricos para predecir qué tipo de partículas cabe esperar encontrar en la familia del nucleón. Calcular las diversas permutaciones y combinaciones de los quarks no es, despues de todo, muy diferente a calcular las distintas permutaciones y combinaciones de protones y neutrones que constituyen los estados excitados del ^{3}H y el ^{3}He. Cuando se hace el cálculo se obtiene un resultado asombroso: no hay *ninguna partícula predicha por el modelo de los quarks que no se* haya *encontrado.* Quizás aún más asombroso es el recíproco: No *se ha encontrado ninguna partícula que no encaje dentro del marco de la teoría de quarks.*

Ésta es posiblemente la razón por la que los físicos aceptan hoy en día el modelo de quarks. Podremos comprender mejor el proceso de predicción y descubrimiento que se ha venido desarrollando desde principios de los años 60 comentando el descubrimiento de la primera (y probablemente la más conocida) partícula que ha resultado de este proceso, una partícula denominada Ω^- (omega negativo).

Aunque la existencia de esta partícula fue predicha por primera vez a partir del camino óctuple, es probablemente más fácil entender su predicción en términos de quarks. Hemos visto que hay partículas sin ningún quark extraño, partículas con un quark extraño y partículas con dos quarks extraños. Esto corresponde a partículas de extrañeza 0, –1 y –2, respectivamente. ¿No es posible que exista un barión compuesto enteramente de tres quarks extraños? ¿cuáles serían las características de una partícula tal?

De acuerdo con la tabla de quarks que hemos dado en el capítulo 9, esta partícula debería tener una carga

$$Q = -1/3 - 1/3 - 1/3 = -1$$

y una extrañeza

$$S = -1 - 1 - 1 = -3$$

junto con el número bariónico usual, 1. Debería tener también los spins orientados del mismo modo, según el diagrama de la figura 70. Se estimó la masa de la partícula en 1.680 M*e*V y fue bautizada (antes de ser descubierta) con el símbolo Ω^-.

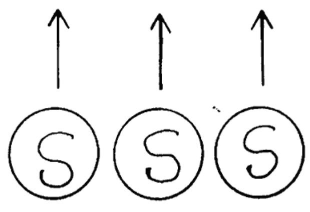


Fig. 70. La partícula Ω^-.

Una vez hecha la predicción, se emprendió una verdadera carrera para encontrarla. En febrero de 1964, un grupo de físicos del laboratorio de Brookhaven notificó la primera materialización de una Ω^- en una cámara de burbujas de hidrógeno líquido. Como es habitual en la física de altas energías, los autores del artículo no eran menos de treinta y tres.

El suceso que observaron ocurrió cuando un mesón K^- entró en la cámara chocando contra un blanco de protones. Se observó la siguiente cadena de sucesos en la cámara:

$$K^- P \longrightarrow \Omega^- + K^+ + K^o$$
$$\hookrightarrow \Xi^o + \pi^-$$
$$\hookrightarrow \Lambda^o + \pi^o$$
$$\hookrightarrow p + \pi^-$$

Cada una de las tres desintegraciones era lenta, pudiéndose ver en la cámara de burbujas. Desde luego, debemos esperar tres desintegraciones lentas para la partícula Ω^-, dado que son tres los quarks extraños que deben ser convertidos en quarks *u* y *d*.

Con este apasionante descubrimiento, la nueva simplificación en la física de partículas se veía corroborada por una prueba experimental crucial. Yo era entonces un estudiante de doctorado en la Universidad de Stanford, y puedo recordar con qué rapidez se extendió la noticia por el departamento y cómo grupos de profesores y estudiantes formaban corros en los pasillos para discutir las consecuencias del descubrimiento.

Como ya he mencionado, la predicción original de la existencia de la partícula Ω^- se hizo con ayuda del camino óctuple y no aplicando directamente el modelo de los quark. Para completar la explicación, veamos cómo se hizo la predicción original.

El camino óctuple predice que las partículas de masa pequeña y de bajo spin se agrupan en octetes. También predice otras agrupaciones para partículas de mayor spin. Consideremos, por ejemplo, las siguientes partículas

de spin 3/2, que son miembros de las familias Δ, Σ y Ξ: Δ(1236). Σ(1385) y Ξ(1532). De la última partícula no hemos hablado todavía, pero es uno de los miembros de la familia Ξ que mencionamos brevemente en el capítulo 9. Si trazamos el diagrama de la simetría SU(3) de estas partículas, un diagrama en el que cada partícula viene representada por un punto en un sistema de coordenadas cuyos ejes son $(B + S)$ e I_z, se obtiene la gráfica mostrada en la figura 71. Las matemáticas predicen que debe haber diez partículas en este grupo. No se necesita mucha imaginación para ver qué lugar debe ocupar la partícula que falta. Según el diagrama, ésta debe ser una partícula con $B + S = -2$ e $I_z = 0$, lo cual quiere decir que si $B = 1$ entonces $S = -3$ y $Q = -1$, que es, desde luego, la combinación requerida para Ω^-.

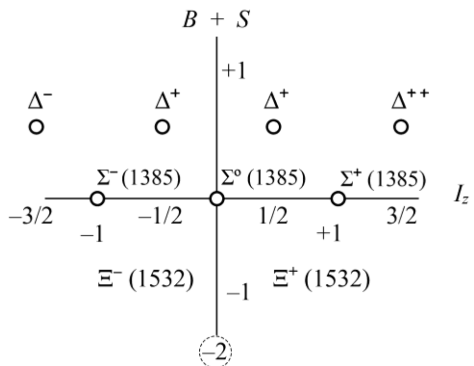


Fig. 71. Diagrama de camino óctuple mostrando los bariones predichos asociados con los bariones de spin 3/2.

Si nos detenemos en esta predicción por un momento, podremos ver una analogía en la tabla periódica de los elementos. Del mismo modo que los «agujeros» en la tabla periódica condujeron al descubrimiento de nuevos elementos, un «agujero» en la tabla de partículas elementales condujo al descubrimiento de Ω^-.

Podemos incluso comprender cómo se pudo hacer la estimación de la masa de la nueva partícula. Un poco de aritmética aplicada a las masas de las partículas que aparecen en la figura 71 revela los siguientes hechos:

$$M_{\Sigma(1385)} - M_{\Delta} = 1.385 - 1.236 = 149 \text{ MeV}$$

$$M_{\Xi(1532)} - M_{\Sigma(1385)} = 1.532 - 1.385 = 147 \text{ MeV}$$

En otras palabras, la diferencia de masas entre los miembros del grupo es aproximadamente igual a 150 M*e*V. Es razonable suponer, por tanto, que la masa de Ω^- sea unos 150 M*e*V mayor que la masa de Ξ(1532). Así, la masa de Ω^- será aproximadamente

$$M_{\Omega^-} = 1.680 \text{ M}e\text{V}.$$

El valor aceptado en la actualidad es de 1.672 M*e*V, lo cual constituye una excelente concordancia.

Así, las predicciones tanto cualitativas como cuantitativas del modelo de quarks y del camino óctuple fueron verificadas por el descubrimiento de la partícula Ω^-. Desde el año 1964, los físicos han considerado este descubrimiento como una de las pruebas más importantes de la existencia de los quarks.

DISPERSIÓN Y EL MODELO DE LOS QUARKS

Ya hemos visto cuánta información sobre partículas elementales se puede obtener midiendo la probabilidad de que dos partículas interactúen o. lo que es lo mismo, midiendo su sección eficaz de dispersión (v. cap. 7). Fueron mediciones de este tipo las que llevaron al descubrimiento de la partícula Δ y. en último lugar, al descubrimiento de la familia entera de resonancias de esta partícula y el nucleón. Disponemos de una gran cantidad de datos experimentales sobre secciones eficaces de dispersión y no debe sorprendernos que podamos usar el modelo de los quarks para tratarlos.

Consideremos, por ejemplo, la dispersión de dos bariones, situación que se puede obtener lanzando un haz de protones contra un blanco de hidrógeno. Según nuestro modelo, se trata de un objeto compuesto por tres quarks que es dispersado por otro objeto también compuesto por tres quarks. Podemos imaginarnos esta dispersión pensando que un quark de la partícula proyectil es desviado por un quark de la partícula blanco y que ambos se alejan, arrastrando a sus respectivos compañeros (v. fig. 72). En una dispersión protón-protón, esta clase de interacción puede tomar precisamente nueve formas, correspondiendo a la dispersión de cada uno de los tres quarks del proyectil por cada uno de los tres quarks del blanco.

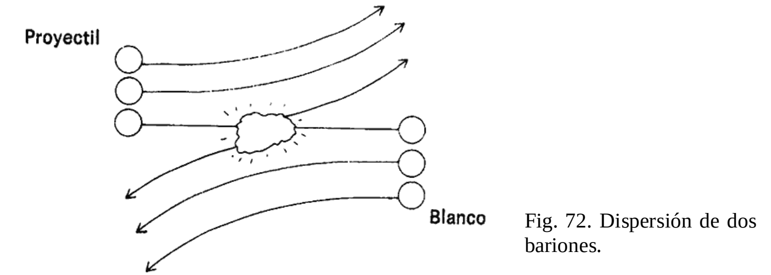


Fig. 72. Dispersión de dos bariones.

Como se recordará, la sección eficaz de dispersión está relacionada con la probabilidad de que una reacción tenga lugar. La descripción que acabamos de hacer relaciona la probabilidad de que un protón interactúe con otro protón con la probabilidad de que un quark interactúe con otro quark. Si designamos por ϱ_q la sección eficaz de dispersión de un quark por otro quark, entonces en esta sencilla descripción del proceso de dispersión, la sección eficaz de dispersión protón-protón debe ser $\sigma_{PP} = 9\sigma_q$.

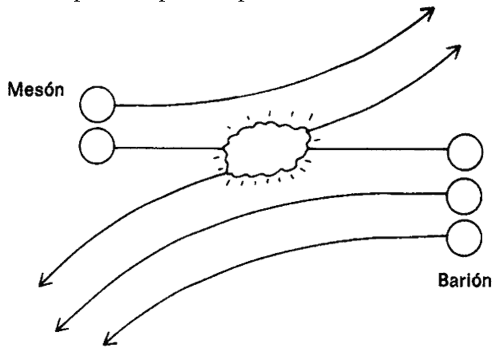


Fig. 73. Dispersión de un mesón por un protón.

Hasta ahora, todo lo que hemos hecho ha sido reemplazar un número que no éramos capaces de calcular. σ_{pp}, por otro número que tampoco somos capaces de calcular, σ_q. Sin embargo podemos ir más allá si consideramos la situación ilustrada en la figura 73, que representa la dispersión de un mesón por un protón concebida de acuerdo con el modelo de los quarks. El mesón consta de dos quarks (ignoremos por un momento las diferencias entre quarks y antiquarks), cada uno de los cuales puede ser dispersado por cada uno de los tres quarks del protón blanco. Un razonamiento semejante

al que hemos dado más arriba nos indica que la sección eficaz de dispersión mesón-protón debe ser $\sigma_{Mp} = 6\sigma_q$, donde otra vez o, denota la dispersión de un quark por otro quark.

A primera vista, puede parecer que hemos obtenido una nueva relación entre cantidades que tampoco sabemos calcular. No obstante, si dividimos la ecuación obtenida para σ_{pp} por la ecuación obtenida para σ_{Mp}, obtenemos

$$\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{Mp}} = \frac{9\sigma_q}{6\sigma_q} = \frac{3}{2} = 1{,}5$$

lo cual no depende de nada que tenga que ver con los quarks. Se trata simplemente de una clara predicción que nos dice que las secciones eficaces de dispersión protón-protón deben ser la mitad de las secciones eficaces de dispersión mesón-protón.

Un valor experimental típico para σ_{pp} es 45×10^{-27} centímetros cuadrados, mientras que un valor típico para σ_{Mp} puede ser 27×10^{-27} centímetros cuadrados. La razón de estos valores experimentales es

$$\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{Mp}} = \frac{45}{27} = 1{,}65$$

lo cual está suficientemente próximo a 1,5 para que podamos decir que la predicción ha sido verificada.

Éste es un buen ejemplo del uso práctico de la teoría de los quarks. La estrategia consiste en expresar cantidades mensurables (tales como σ_{pp} y σ_{Mp}) en términos de cantidades relacionadas con los quarks y luego efectuar las operaciones algebraicas pertinentes para eliminar estas últimas y quedarnos con ecuaciones que liguen sólo cantidades mensurables. Estas ecuaciones pueden después verificarse experimentalmente como en el ejemplo anterior.

A mediados y a finales de los años 60 se obtuvieron de este modo muchas relaciones entre cantidades implicadas en la dispersión de partículas. Dentro de un margen de error del 20 por ciento, virtualmente todas las predicciones han resultado ser correctas. Ésta es otra fuerte indicación de que las partículas están compuestas de quarks.

UN EXPERIMENTO COMO EL DE RUTHERFORD PARA LOS QUARKS

Una de las pruebas más decisivas de la existencia del núcleo atómico fue el experimento descrito en el capítulo 1 A partir del modo de dispersión de las partículas *u* por parte de los átomos. Ernest Rutherford pudo deducir que la mayor parte de la masa atómica está concentrada en un pequeño núcleo. En el año 1969 una colaboración entre físicos del «Instituto de Tecnología de Massachusetts» (abreviadamente MIT) y del «Stanford Linear Accelerator Center» (abreviadamente SLAC) produjo un resultado parecido para el protón al parecer el mismo protón está compuesto de pequeños constituyentes.

Ya hemos dado una breve descripción del acelerador de Stanford. Acelera electrones a lo largo de un tubo de 3,2 kilómetros de largo, que adquieren energías de más de 20 G*e*V al final del recorrido En un área denominada el divisor del haz, se disponen una serie de selectores magnéticos y rendijas para producir un intenso haz de electrones cuyo momento se conoce con un alto grado de precisión. Se permite entonces que estos electrones bombardeen un blanco en áreas experimentales más allá del divisor del haz.

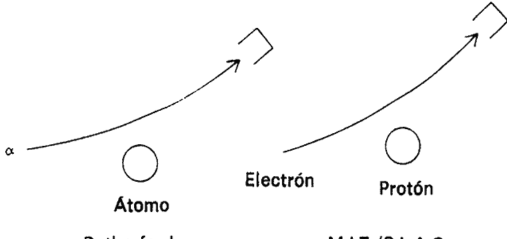


Fig. 74. Paralelismo entre el experimento de Rutherford y el experimento llevado a cabo en los laboratorios del MIT y el SLAC.

En el experimento llevado a cabo conjuntamente por el MIT y el SLAC el blanco estaba compuesto de hidrógeno líquido, de manera que la interacción básica objeto de estudio era entre electrones y protones. Después del impacto, se midió la dirección y el momento de aquellos electrones que habían experimentado colisiones. En la figura 74 describimos este experimento esquemáticamente y, para hacer patente el paralelismo con el de Rutherford, incluimos un bosquejo de este último. En los dos experimentos

se dirige un proyectil contra un blanco cuyas propiedades deseamos estudiar. La idea es que observando lo que le ocurre al proyectil después de chocar contra el blanco, podemos aprender algo sobre la estructura del mismo. Este método fue eficaz en el caso del experimento de Rutherford, donde el gran número de partículas que salían rebotadas fue una indicación directa de la existencia del núcleo.

Desde luego, también hay diferencias entre los dos experimentos. La energía de las partículas a de Rutherford era de sólo unos pocos M*e*V, de manera que no podían crear ninguna partícula nueva en la colisión. Los electrones con energías superiores a los 20 G*e*V pueden crear (y crean) toda clase de partículas al chocar con el protón. Los residuos de la colisión no se toman en consideración. Sólo se miden el momento y la energía del electrón antes y después de la colisión. A partir de estas mediciones podemos determinar cuánta energía se ha cedido al protón y. por tanto, cuál debe ser la energía del estado final del blanco. Por ejemplo, si el electrón suministra 5 G*e*V en la colisión y si los productos finales son un protón y tres mesones n. podemos afirmar con exactitud que la suma de las energías de las cuatro partículas debe ser 5 G*e*V (además. naturalmente, de la energía de masa del protón, que es la misma antes y después del impacto).

Una segunda diferencia importante es el tamaño del objeto que podemos «ver» con el proyectil en los dos experimentos. Nos podemos hacer una idea aproximada del valor de esta cantidad usando el principio de incertidumbre para la posición y el momento: $\Delta x \times \Delta p \leq h$. Si tomamos el momento de las partículas como una estimación de la certeza del momento e identificamos Δx con el tamaño. D, de un objeto que se puede «ver» con la partícula, obtenemos que D es simplemente

$$D \cong h / p$$

En la siguiente tabla se da el valor de D para unos cuantos proyectiles:

Proyectil	**Momento característico (eV/c)**	***D* (cm)**
Fotón	10	5×10^{-6}
Alfa	4×10^{6}	10^{-11}
Electrón SLAC	10^{10}	5×10^{-15}

Inferimos, pues, que un fotón normal puede «ver» algo de aproximadamente el tamaño del átomo; que una partícula a como las usadas por Rutherford puede «ver» algo del tamaño de un núcleo grande; y que un electrón acelerado en el SLAC puede «ver» algo mucho menor que un protón. Así, si existe un experimento con alguna posibilidad de «ver» los quarks que hay dentro del protón, tiene que ser éste.

Antes de llevar a cabo el experimento, los físicos no esperaban ver demasiados electrones dispersados con energías finales del orden de 8 a 10 G*e*V (que indican transferencias de energía al protón de muchos G*e*V). Sin embargo, cuando se efectuó el experimento se detectó un número apreciable de estos electrones (un número que sobrepasaba la predicción teórica más optimista por un factor de 40). Además, y como en el caso de Rutherford, los electrones sufrían dispersiones en ángulos grandes.

Para interpretar este resultado podemos establecer una analogía con el experimento de Rutherford y pensar que el electrón es dispersado por diminutas partículas puntuales que se encuentran en el interior del protón. Así, el experimento de Stanford proporcionó la primera prueba experimental directa de que las partículas elementales no son realmente elementales sino que están compuestas de constituyentes.

Desde entonces, un gran número de experimentos de este tipo se han llevado a cabo. Se denominan experimentos de dispersión inelástica profunda dado que las partículas utilizadas se introducen «profundamente» en el interior del protón y crean muchas partículas en las colisiones. El resultado general de todos estos experimentos parece ser el mismo: cuando se investiga su subestructura, las partículas parecen estar hechas de constituyentes, aunque éstos no se puedan detectar directamente en los residuos de la interacción.

EL ÚNICO INCONVENIENTE

Con toda esta evidencia en su favor no es difícil entender por qué el modelo de los quarks es tan popular entre los físicos. Sin embargo, hay todavía un cierto sentimiento general de incomodidad. Si todo está hecho de quarks, ¿por qué no se observan en el laboratorio cuando se experimenta con colisiones de hadrones de altas energías? Recordemos que inmediata-

mente después de que Rutherford descubriera el núcleo, los físicos empezaron a ver núcleos y a crear e identificar sus componentes. La reticencia de los quarks en seguir el mismo camino constituye una de las mayores dificultades del modelo, dificultad que examinaremos con detalle en el siguiente capítulo.

11. ¿Dónde están los quarks?

Lo buscamos por aquí, lo buscamos por allá, los franceses lo buscan por todas partes ¿Es un ángel o un demonio esta maldita y esquiva Pimpinela?

BARONESA ORCZY. «La pimpinela escarlata»

INTRODUCCIÓN

Desde que en el año 1964 se sugirió la existencia de los quarks, los físicos experimentales han llevado a cabo un gran esfuerzo para «encontrar uno vivo». Hasta el momento presente (principios de 1980), sólo hay un presunto descubrimiento experimental de un quark que no haya sido rechazado por la comunidad científica, e incluso este candidato espera aún confirmación por parte de experimentadores independientes. Es justo decir, por tanto, que 15 años de investigación han sido incapaces de producir una sola partícula que sea mayoritariamente aceptada como un quark. Un repaso a algunas de estas investigaciones y una discusión de la respuesta de los físicos teóricos frente a esta decepcionante situación constituyen el tema central de este capítulo.

Sin duda, la propiedad de los quarks que los podría hacer fáciles de detectar es su carga eléctrica fraccionaria. Los instrumentos de detección de partículas convencionales (el contador Geiger la cámara de niebla y la cámara de burbujas) dependen en último término de la interacción eléctrica de la partícula con átomos estacionarios: En la cámara de niebla, por ejemplo, cuando una partícula cargada pasa cerca de un átomo, crea un ion que sirve de núcleo de condensación de una gotita que se puede observar. En los demás dispositivos el proceso de detección del ion es un tanto distinto, pero todos ellos se basan en la creación de iones.

La capacidad de una partícula para ionizar un átomo depende de la carga de la misma. Cuanto mayor sea la carga de la partícula tanto mayor será la fuerza ejercida sobre el electrón atómico. Si llamamos Q a la carga de la partícula, el número de iones que crea la carga a lo largo de cada

centímetro de su recorrido es proporcional a Q^2. Así, por ejemplo, una partícula alfa, con dos protones, creará cuatro veces más iones que un solo protón o electrón moviéndose a la misma velocidad. La colección de gotitas será mucho más densa en el caso de la partícula alfa que en el del protón, y esta diferencia de densidad se puede usar como un medio de distinguir la partícula alfa de las partículas de carga unidad.

Podemos aplicar este sistema a los quarks, sólo que en este caso, dado que tienen carga eléctrica fraccionaria, hay que estar al acecho de partículas que produzcan *menos* gotas que las que produciría un electrón o un protón. Un quark con carga 2/3, por ejemplo, debería producir una traza con una densidad de gotitas igual a $(2/3)^2 = 4/9 \approx 1/2$ de la densidad de gotitas producidas por una partícula normal, mientras que un quark con carga 1/3 produciría una traza de densidad 1/9. Por consiguiente, si buscamos quarks en una cámara de niebla o en una cámara de burbujas debemos buscar trazas con muchas menos gotitas o burbujas. Estas trazas se califican de *débilmente ionizadas* y constituyen la base de la mayoría de experimentos de búsqueda de quarks que se han llevado a cabo tanto con rayos cósmicos como en aceleradores.

Otro modo de utilizar experimentalmente la carga eléctrica fraccionaria de los quarks se basa en lo que le ocurre cuando un quark es absorbido por la materia. Hay sólo dos sitios a los que puede ir a parar un quark cuando entra en un átomo. Puede entrar en el núcleo o puede orbitar alrededor del mismo y reemplazar uno de los electrones. En cualquier caso el resultado es un «átomo quarkizado» que tendrá una carga eléctrica neta. Esto quiere decir que podemos extraer los átomos que contengan quarks haciéndolos pasar entre dos placas cargadas eléctricamente. Los átomos quarkizados tenderán a agruparse en las placas, mientras que los átomos normales, por su condición de neutralidad eléctrica, no se verán de ningún modo afectados. El material recogido en las placas es presumiblemente rico en quarks y puede ser analizado con mayor detalle.

Se han realizado un gran número de investigaciones usando esta técnica. Me voy a referir a ellas genéricamente con el título de búsquedas *geológicas,* dado que la mayoría de ellas conllevan análisis de tipos de materiales que por una u otra razón se cree que constituyen una fuente de quarks {rocas lunares, agua de mar e incluso conchas de ostras). El término «geológico» es un poco engañoso, aunque conveniente.

Este tipo de experimentos se basa en la carga fraccionaria de los quarks debido a que, una vez creado, un quark no puede desintegrarse en partículas ordinarias. Tal desintegración violaría el principio de conservación de la carga. Así pues, cabe esperar que, una vez creado, un átomo quarkizado estará a nuestra disposición cuando nos propongamos encontrarlo.

A diferencia de la búsqueda directa, un resultado negativo en la búsqueda geológica es un poco difícil de interpretar. Por ejemplo, el hecho de no encontrar quarks en el agua de mar puede deberse a que no existan quarks libres, pero puede deberse también a que una de las hipótesis en la cadena de razonamientos que condujeron a seleccionar el agua de mar para la investigación era errónea. Esto es algo que hay que tener en cuenta al considerar otros medios de búsqueda de quarks.

LA BUSQUEDA DIRECTA DE QUARKS

Con mucho, la manera más sencilla de buscar quarks es repetir los procesos que condujeron al descubrimiento de tantas otras partículas. Por ejemplo, podemos intentar encontrar quarks en los experimentos con rayos cósmicos, tanto en lluvias de rayos cósmicos como en la misma radiación cósmica primaria. También podemos intentar crear quarks en un acelerador y ver si somos capaces de detectarlos.

En lo que se refiere a los experimentos con rayos cósmicos, hay dos posibilidades. Los quarks pueden ya estar presentes en la radiación cósmica primaria que cae sobre la Tierra o bien ser creados en las colisiones de muy altas energías que los rayos cósmicos ocasionan cuando llegan a la atmósfera. Para comprobar la primera hipótesis, solamente es necesario disponer contadores y buscar trazas débilmente ionizadas. Debido a que los quarks pierden menos energía por la ionización que las partículas corrientes, pueden penetrar más en la atmósfera y por tanto ser más visibles en estos experimentos. En cualquier caso, se han llevado a cabo más de veinte experimentos de este tipo sin ningún resultado positivo. Sin embargo, si consideramos todos estos experimentos globalmente, podemos establecer un límite superior sobre el número de quarks que llegan a la superficie terrestre. Si llamamos a este límite N, el número de quarks que cae sobre la Tierra debe ser menor que *N*. De estos experimentos se obtiene un valor de $N \approx 10^{-10}$ quarks/centímetro/segundo.

Para hacemos una idea de lo que este límite representa, señalemos que en un año hay unos 3×10^{7} segundos. Por tanto, si elegimos 1 centímetro cuadrado de la superficie de la Tierra y calculamos cuántos quarks inciden sobre el mismo a lo largo de un año obtenemos un valor de $10^{-10} \times 3\times10^{7} = 3\times10^{-3}$ quarks/año. Esto quiere decir que en promedio deberíamos esperar alrededor de 330 años antes de que un quark decidiera caer sobre nuestro blanco. Y, dado que esta cifra representa un límite superior, puede que, de hecho, caigan un número menor de quarks (o incluso ninguno), de manera que para detectar alguno debamos esperar tiempos del orden de cientos o incluso un número infinito de años. Si los quarks existen, es evidente que no se encuentran copiosamente representados en el flujo de rayos cósmicos primarios.

Suponiendo que esto sea cierto, todavía podemos pagar tributo a la tradición histórica y buscar quarks en los residuos de las colisiones de rayos cósmicos. Así es como se detectaron el positrón y los mesones por primera vez. Generalmente, este tipo de experimentos se lleva a cabo del siguiente modo: se disponen pequeños detectores que se disparan cuando las lluvias de partículas empiezan a llegar; esta señal se usa entonces para activar el detector principal (por ejemplo, el émbolo de una cámara de niebla sólo se levantará en el caso de que los pequeños detectores indiquen la presencia de la lluvia de partículas). De este modo, la búsqueda de quarks tiene lugar únicamente cuando se produce un suceso importante de rayos cósmicos. También se ha tenido en cuenta la posibilidad de que los quarks fueran lentos y pesados y. por consiguiente, se han hecho variaciones del experimento anterior para explorar también las partículas llegadas con posterioridad a la lluvia de rayos cósmicos.

Se han realizado experimentos de este tipo en muy diversos lugares. En el año 1969 se organizó un gran alboroto cuando un grupo de científicos en Australia dio cuenta de un par de sucesos que podían haber sido causados por quarks. Desafortunadamente, experimentos más precisos llevados a cabo por el mismo grupo y reproducciones del mismo experimento realizadas en otros lugares no lograron obtener los mismos resultados. En general, tanto con los experimentos con lluvias de rayos cósmicos como con los experimentos de una sola partícula se obtiene el mismo límite superior: el flujo de quarks que llega a la superficie de la Tierra es menor que 10^{-10} quarks/segundo/centímetro.

El fracaso de los experimentos con rayos cósmicos hizo que los físicos se dirigieran a los aceleradores. De hecho, buscar quarks se ha convertido ya en un acto ritual cada vez que se pone en marcha una máquina de mayor energía que las disponibles anteriormente. Estos experimentos tienen la ventaja de poder controlar el haz incidente de proyectiles y la desventaja de que la energía está limitada por el diseño de la máquina. A fin de que la carga se conserve, los quarks se deben producir en pares, lo cual implica que existe un límite para la masa de los quarks que se pueden producir en un acelerador, un límite que viene dado por la relación masa-energía discutida en el capítulo 4. Este límite puede oscilar entre unos pocos G*e*V y 15-20 G*e*V, según la máquina que se emplee Concentrémonos en un caso típico de búsqueda de quarks por medio de aceleradores para comprender mejor lo que se hace en realidad.

En el capítulo 6 vimos que el radio de la trayectoria circular descrita por una partícula de momento lineal *P* sometida a la acción de un campo magnético B viene dado por

$$R = P / Bq$$

donde *q* es la carga de la partícula. En el capítulo 7 se explicó cómo se podía aprovechar este hecho para hacer un espectrómetro magnético Con algunas ligeras modificaciones el espectrómetro se puede convertir en un detector de quarks altamente eficiente.

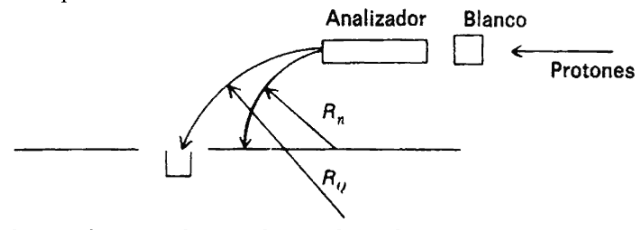


Fig. 75. El espectrómetro usado como detector de quarks.

Consideremos la situación que se indica en la figura 75: Un haz de protones bombardea un blanco y los productos de la colisión se hacen pasar a través de un analizador magnético. Para precisar, digamos que el protón incidente tiene un momento P_p, Está claro que el momento máximo que puede tener una partícula proveniente de la interacción es P_p (de lo contrario el momento no se conservaría). Si esta partícula tiene una carga eléctrica

uno será desviada por el campo magnético siguiendo una trayectoria de un cierto radio. Denominemos a este radio R_n donde el subíndice n denota el radio de la trayectoria a lo largo de la cual es deflectada la partícula más rápida con carga eléctrica uno.

Supongamos que tenemos alguna razón para pensar que en la interacción se ha producido un quark de carga 1/3 y momento P. El radio de su trayectoria dentro del campo magnético (llamémosle R_Q) vendrá dado por

$$R_Q = \frac{P}{B \times 1/3e} = 3\,\frac{P}{Be}$$

donde e es la carga del electrón. En otras palabras, este radio puede ser mayor que R_n, que es el radio máximo de la trayectoria que puede describir una partícula normal bajo la acción del mismo campo magnético. Por consiguiente, de acuerdo con el principio de conservación del momento, un detector situado detrás de la rendija que se muestra en la figura no registrará ninguna partícula de carga normal. Cualquier partícula detectada tendrá una carga menor que uno y unas sencillas mediciones de la ionización nos dirán inmediatamente si se trata de un quark.

Es posible, pues, diseñar experimentos para buscar quarks a partir del conocimiento de la energía del haz incidente. Cuando se llevan a cabo tales experimentos (y ya se han realizado docenas de ellos), no se observa quark alguno Este hecho nos permite establecer un límite superior sobre la probabilidad de que se produzca un quark en la interacción protón-protón Las estimaciones más favorables sugieren que, en el mejor de los casos, se producirá un quark en una interacción entre un billón (10^{12}), con una gran probabilidad de que no se produzca ni uno solo.

BÚSQUEDAS GEOLÓGICAS

La lógica subyacente a la búsqueda geológica de quarks es un tanto distinta de la de los experimentos de búsqueda directa discutidos en la sección anterior. Podemos empezar suponiendo que los quarks se encuentran presentes en los rayos cósmicos, si bien en cantidades justamente por debajo de los límites establecidos experimentalmente En otras palabras, suponemos que los quarks están bombardeando la Tierra a un ritmo de 10^{-10} quarks por centímetro cuadrado y por segundo. Los métodos de búsqueda directa

no son lo suficientemente precisos para detectar un número tan reducido de quarks, el objeto de las búsquedas geológicas es subsanar este inconveniente

Si los quarks han estado cayendo a este ritmo sobre la superficie de la Tierra desde su formación hace cinco mil millones de años, entonces habrán caído hasta nuestros días unos 10^8 quarks sobre cada centímetro cuadrado de superficie terrestre. Dado que los quarks no pueden desintegrarse, deben encontrarse en alguna parte de la Tierra. El objetivo de las búsquedas geológicas consiste en descubrir dónde están.

Si pensamos detenidamente en esta cuestión, nos damos cuenta de que debemos hacer algunas suposiciones sobre los cambios geológicos a gran escala que se han producido en la superficie de la Tierra Una roca que en la actualidad se encuentre en la superficie, expuesta a los rayos cósmicos, puede haber estado profundamente enterrada hace un millón de años y puede volver a estarlo dentro de un millón de años más. De ahí que un quark que ha alcanzado la superficie puede estar oculto, mezclado con la tierra, hasta cierta profundidad. Las distintas suposiciones que hagamos respecto del valor de esta profundidad dan lugar a grandes diferencias en el número de quarks por centímetro cúbico que cabe esperar encontrar en el material geológico. Por ejemplo, si suponemos que la profundidad es de unos pocos kilómetros, podemos esperar encontrar unos 1.000 quarks por centímetro cúbico en la superficie terrestre. Si suponemos que la mezcla es más o menos homogénea, entonces habrá el mismo número de quarks en cualquier trozo de material seleccionado al azar Este número es de aproximadamente un quark por cada 10^{21} átomos normales, lo que hace que los quarks sean apenas detectables por las técnicas que describiremos más adelante en este capítulo.

Consideremos la larga cadena de hipótesis que conducen a esta conclusión. En primer lugar, suponemos que los quarks *realmente* bombardean la Tierra. A continuación suponemos que estos quarks se han incorporado uniformemente a los átomos superficiales. Finalmente, hacemos algunas suposiciones acerca de los procesos geológicos que mueven estos átomos de un lugar a otro. La incorrección de una sola de estas hipótesis puede explicar los resultados negativos obtenidos hasta ahora. Esto es lo que quería decir cuando indiqué que los resultados de la búsqueda geológica son más difíciles de interpretar que los resultados de experimentos directos.

En la mayoría de las búsquedas geológicas no se ha supuesto que los quarks se encuentran uniformemente distribuidos en los materiales terrestres, sino que se ha partido de las propiedades de los quarks para estimar su concentración Por ejemplo, en el año 1968 David Rank de la Universidad de Michigan especulaba sobre la existencia del «quarkium», un átomo en el que un único electrón órbita alrededor de un quark. Llegó a la conclusión de que tal partícula debería ser soluble en agua y comportarse de manera parecida al litio. A partir de aquí infirió que los quarks deberían encontrarse congregados en el agua de mar, donde procesos biológicos podrían concentrarlos todavía más. En consecuencia, analizó el agua de mar, las algas marinas, las conchas de las ostras y el plancton con la esperanza de encontrar algún quark. Dado que su método es característico de lo que llamamos búsquedas geológicas quizá merece la pena examinarlo con un poco más de detalle.

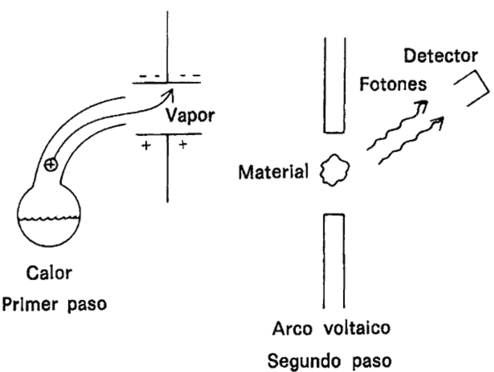


Fig. 76. Diagrama del dispositivo usado en la búsqueda de quarks en el agua de mar.

En primer lugar los materiales se trituraban y calentaban hasta la vaporización. Luego se hacía pasar el vapor a través de un campo eléctrico para que todos los átomos cargados se concentraran en las placas cargadas (v. fig. 76). Este material concentrado se calentaba de nuevo en un arco voltaico, analizándose la luz emitida. Los electrones que orbiten alrededor de un núcleo quarkizado tendrán órbitas distintas de los que se encuentran en átomos normales debido a la distinta carga del núcleo. Desde el capítulo 1 sabemos que estos átomos emitirán fotones distintos. La detección de estos fotones constituiría un indicio de la existencia de quarks en la muestra. De

un análisis de este tipo, Rank dedujo que, si hubiera quarks en sus muestras, habría menos de uno en cada 10^{18} átomos de agua de mar y menos de uno en cada 10^{17} átomos de algas, ostras o plancton.

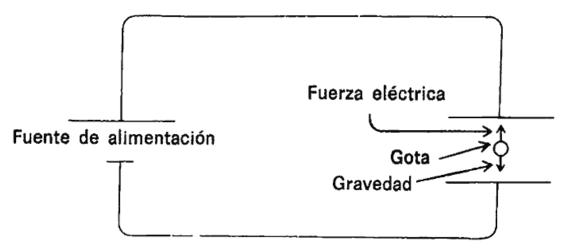


Fig. 77. Diagrama del experimento de la gota de aceite

Otro método común de analizar materiales concentrados es el llamado experimento de la gota de aceite. Esta vieja técnica fue empleada por primera vez en 1910 por Robert A. Millikan para determinar la carga del electrón. En Michigan, Rank buscó quarks en gotas de diferentes aceites orgánicos (tales como aceite de cacahuete o aceite de hígado de bacalao). También se pueden formar muestras disolviendo ciertos materiales concentrados en aceite. En cualquier caso el aceite se pulveriza en el espacio comprendido entre dos electrodos entre los que se establece una diferencia de potencial regulable a voluntad (v. fig. 77). Dos fuerzas actúan entonces sobre la gota: la gravedad (que la empuja hacia abajo) y la fuerza eléctrica (que la empuja hacia arriba). La fuerza eléctrica depende de la carga de la gota. Ajustando la diferencia de potencial hasta que las dos fuerzas se compensen y se puedan observar las gotas en equilibrio, es posible determinar esta carga con una gran precisión; como mínimo con la precisión suficiente para decidir si la carga de las gotas es o no fraccionaria.

Rank llegó a la conclusión de que si sus muestras de aceite contenían quarks, habría menos de uno por cada 10^{19} átomos ordinarios. En la tabla de la página siguiente se da una relación de los materiales con los que se ha experimentado y del número de átomos normales entre los que debería estar oculto un solo quark para explicar el resultado negativo del experimento.

Por desgracia, en este breve capítulo no podemos hacer justicia a todas las boyantes técnicas que se han desarrollado para encontrar quarks geoló-

gicos. Sin embargo, con la excepción del experimento que vamos a describir, todos han dado como resultado un límite en la concentración de quarks del orden de los de la tabla anterior.

EL EXPERIMENTO DE STANFORD

Existe una especie de limbo en la ciencia para aquellos experimentos controvertidos que no puede demostrarse que sean incorrectos, pero que tampoco han podido ser reduplicados por otros experimentadores En el año 1977, los científicos del laboratorio de William Fairbank en la Universidad de Stanford notificaron que habían detectado materia de carga fraccionaria en un experimento. Éste es el único presunto descubrimiento de un quark que no ha sido rechazado de manera unánime por la comunidad científica. Sin embargo, tampoco debemos concluir que el resultado del experimento sea aceptado sin reservas. La actitud predominante es la de «esperar y ver lo que sucede». Si otros investigadores logran reproducir los resultados del experimento de Stanford, éste será reconocido como el primer descubrimiento de un quark. Si no puede ser reproducido, probablemente se perderá en el olvido.

Material	Número de átomos normales (aproximado a la potencia de diez más próxima)
Lava	10^{22}
Roca extraída del Gran Cañón	10^{22}
Agua del mar *	10^{25}
Sedimento oceánico	10^{21}
Meteoritos	10^{17}
Hierro	10^{21}
Rocas lunares	10^{22}

* Éste es un experimento más reciente que el que se discute en el texto

El experimento es una versión puesta al día del experimento de la gota de aceite que acabamos de describir. En lugar de una gota de aceite, se emplea una bolita de niobio enfriada a una temperatura próxima al cero absoluto, que se coloca bajo la influencia de un campo magnético. A esta temperatura el niobio tiene la propiedad de ser superconductor (para lo que nos interesa basta con decir que, gracias a esta propiedad, una corriente eléctrica puede fluir en el metal sin ir acompañada de pérdida de energía

alguna). En esta situación, las corrientes en la superficie de la bola interactúan con el campo magnético produciendo una fuerza que se opone a la gravedad. De este modo, la bolita de niobio, cuya masa es de unos 10^{-4} gramos, «levita» literalmente por efecto del campo magnético; se mantiene en suspensión sin ningún contacto con su entorno.

Si ahora se aplican fuerzas eléctricas sobre la bola, ésta se moverá de un modo u otro, dependiendo de la carga total. En lugar de medir la carga total, el grupo de Stanford prefirió modificar la carga de la bola sometiéndola a radiación, proceso mediante el cual se crean iones y que, por tanto, permite desplazar una carga eléctrica hacia fuera de la muestra. Se repitió el proceso un número suficiente de veces hasta que la carga de la bola se hizo tan próxima a cero como fue posible Debemos señalar que esta técnica de modificar la carga de la muestra se ha usado durante años en los experimentos de la gota de aceite y que, por tanto, no debería producir ninguna clase de efectos secundarios inesperados.

En tres de cada nueve gotas examinadas, el grupo de Stanford encontró una carga residual de 1/3 (positiva o negativa). Al anunciar este resultado, Fairbank empleó una analogía muy útil para describir la técnica utilizada. Supongamos, dijo, que tenemos una cuenta bancaria, y que sólo podemos sacar o depositar dinero en números enteros. Podemos empezar a retirar y depositar dinero hasta lograr un saldo tan próximo a cero como sea posible. Si quedan 25 céntimos en la cuenta, tendremos una buena prueba de la existencia de moneda fraccionaria. De la misma manera, si al añadir y quitar un número entero de cargas a la bolita de niobio obtenemos una carga fraccionaria residual, tendremos un buen indicio de la existencia de partículas de carga fraccionaria, es decir, de los quarks.

Paradójicamente, la reacción de la comunidad científica ante este resultado hubiera sido más favorable si se hubiera observado un solo quark, y no tres. El resultado da una proporción de un quark para cada 10^{20} átomos de niobio. Si suponemos que los quarks se encuentran uniformemente distribuidos en la materia, esto entra en clara contradicción con muchos otros resultados de búsquedas de tipo geológico. Sin embargo, al trabajar con entes desconocidos como lo son los quarks, no deberíamos aceptar estas suposiciones con tanta facilidad. Es posible, después de todo, que haya algo en la química de los átomos generalizados que haga que el niobio sea un material ideal para contenerlos. Es posible, por ejemplo, que *todos* los quarks geológicos de la Tierra se encuentren en átomos de niobio. No es

probable, desde luego, pero es posible. Por tanto debemos evitar hacer juicios sobre el experimento del grupo de Stanford hasta ver lo que la investigación en los próximos años nos pueda deparar.

¿QUÉ SIGNIFICA ESTO?

El hecho es que no hay una sola prueba universalmente aceptada de que se haya aislado un quark en el laboratorio. ¿Cómo debemos interpretarlo?

Una manera de enfrentamos a este hecho es invocar el modelo matemático de quarks. Si analizamos la evidencia en favor del modelo de los quarks que presentamos en el capítulo 10, podemos darnos cuenta de que lo único que establece es que todas las partículas elementales actúan *como si* estuvieran hechas de quarks. En ninguna parte fue necesario suponer que los quarks debían existir como partículas libres. Podríamos, pues, decir que los quarks son simplemente una abstracción matemática que permite estudiar las partículas elementales, pero que no tienen por qué tener más existencia real que, digamos, un grado de temperatura.

Quizás una analogía puede sernos de utilidad. Sabemos que hay on das en el agua y que muchas de las propiedades del agua se pueden describir en términos de ondas. Pero, ¿existen las ondas en el sentido en que queremos que existan los quarks? Si desmenuzamos una muestra de agua llegaremos a tener un montón de átomos sin haber encontrado nada que pueda ser calificado de onda. El concepto de onda es simplemente una manera útil de describir algo que ocurre cuando un gran número de partículas actúan conjuntamente de un modo determinado. Análogamente, es posible que podamos analizar materia elemental y no encontrar nada a lo que podamos llamar «quark», aunque la materia en conjunto exhiba las propiedades que hemos presentado como evidencia de la validez del modelo de quarks.

Una versión más moderna de este argumento es la llamada *teoría del confinamiento*, según la cual los quarks forman parte realmente de las partículas y que en el interior de las partículas se comportan realmente como cabe esperar que se comporten unos constituyentes. Sin embargo la teoría postula que hay algo que impide que estos constituyentes sean extraídos de la partícula. Una idea tal daría cuenta tanto el éxito del modelo de los quarks como la ausencia de quarks libres en el laboratorio.

Hay varias maneras de imaginar el confinamiento de los quarks. La más sencilla es suponer que la fuerza que une a los quarks para formar hadrones es tan potente que no puede ser vencida por las energías que somos capaces de suministrar. Por ejemplo, sabemos que se necesitan algunos M*e*V para extirpar un nucleón del núcleo. Si desconociéramos este hecho e intentáramos aislar nucleones con proyectiles de energías del orden de los k*e*V, podríamos llegar a la conclusión de que aunque el núcleo se comporta como si estuviera compuesto de protones y neutrones, estas partículas hipotéticas tal vez no existan en el sentido convencional de la palabra. Podríamos incluso hablar de protones matemáticos. Es ciertamente posible que no hayamos sido capaces de producir partículas de energía suficiente para arrancar un quark. Esta posibilidad es la razón por la cual uno de los primeros experimentos que se realizan cuando se ponen en marcha nuevos aceleradores es la búsqueda de quarks.

Sin embargo, las teorías actuales de las interacciones a altas energías nos ofrecen una razón más sutil del confinamiento de los quarks. El aparato matemático de estas teorías nos lleva a imaginar a los quarks como si estuvieran ligados entre sí de manera parecida a como están ligados los dos extremos de una goma elástica: por medio de la misma goma. Lo que llamamos un quark podría ser uno de los extremos de la goma elástica. De acuerdo con esta imagen, un mesón se parecería al diagrama de la figura 78.

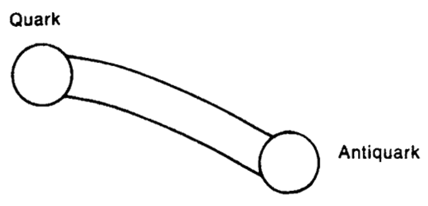


Fig. 78. Representación del modo en que los quarks podrían estar «confinados» en un mesón.

Es evidente que en esta situación es lógicamente imposible crear un quark fuera de una partícula. Si rompemos la goma para liberar uno de los quarks, todo lo que obtendremos serán dos trozos más cortos de goma (véase fig. 79). Dado que cada uno de estos trozos tendrá dos extremos, el proceso puede ser interpretado como la producción de un mesón en el laboratorio. En cierto sentido, pues, la pregunta: «¿Dónde están los quarks?» estará ya contestada en este modelo; de hecho, la rotura de la goma es la

responsable del flujo de mesones que se crean en las interacciones a altas energías. Este modelo compagina claramente los dos aspectos de los quarks que hemos visto hasta ahora: nos dice qué partículas están compuestas de quarks y evita a la vez que los quarks aparezcan como partículas libres.

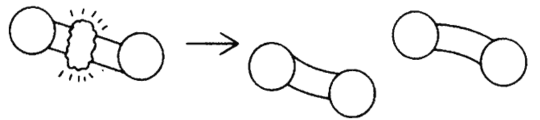


Fig. 79. Resultado teórico de lo que sucedería al romper la goma elástica para liberar un quark.

Hay distintas versiones de este esquema teórico del confinamiento, y el tiempo decidirá sobre cuál de ellas (si es que hay una) es la acertada Señalemos simplemente que la teoría de quarks ha avanzado hasta un punto en el que incluso un fracaso total en la búsqueda de un quark libre no llevaría necesariamente al abandono del modelo.

12. El encanto y la proliferación de los quarks

Creced y multiplicaos...

GÉNESIS 9:1

EL DESCUBRIMIENTO DE LA PARTÍCULA ψ/J

Hemos visto que la razón de mayor peso para usar el modelo de los quarks es la gran simplicidad que introduce en nuestra visión de las partículas elementales. Sin embargo, a mediados de los años 70, ocurrieron algunos acontecimientos que provocaron serias dudas sobre la sencillez definitiva de todo el modelo de los quarks. Parte de estos acontecimientos eran de tipo experimental: estaban relacionados con la aparición de nuevas partículas totalmente insospechadas. El resto era de índole teórica y de algún modo había formado parte del propio modelo desde un principio. Podemos empezar haciendo una cronología de los diversos sucesos experimentales.

A mediados del año 1974 se realizaron dos experimentos a varios miles de kilómetros de distancia. Los dos eran totalmente distintos y los físicos que trabajaban en uno desconocían por completo lo que ocurría en el otro. Ambos, sin embargo, terminaron en el descubrimiento de una nueva partícula. Los descubrimientos se hicieron tan cerca uno del otro que fueron notificados en el mismo número de la revista *Physical Review Letters.*

Uno de los experimentos se realizó en el Laboratorio Nacional de Brookhaven en Long Island bajo la dirección de Samuel C. C. Ting del MIT Se bombardeó un blanco de berilio (metal ligero cuyo núcleo contiene en total nueve protones y neutrones) con un haz de protones. Una serie de selectores magnéticos, contadores de centelleo y contadores Cerenkov se habían dispuesto simétricamente como se muestra en la figura 80. El objetivo era buscar reacciones del tipo

$$P + B_e \rightarrow e^+ + e^- + \text{otras partículas.}$$

En otras palabras, el experimento del M.I.T. estaba diseñado para buscar pares de electrones producidos en una colisión núcleo-protón.

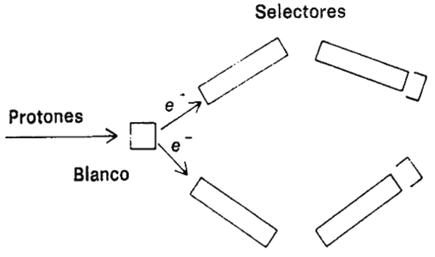


Fig. 80. Esquema del dispositivo utilizado en el experimento que llevó al descubrimiento de la partícula ψ/J.

Éste es un experimento muy difícil de realizar. En el capítulo 7 vimos el extremo cuidado que había que tener para distinguir la rara producción de un antiprotón de la copiosa producción de mesones π. En el experimento de Ting la dificultad es todavía mayor, dado que los pares de electrones se producen muy raramente, sobre todo a los grandes ángulos en que se hacían las mediciones de acuerdo con el diseño del dispositivo experimental. Podrían producirse perfectamente miles de millones de pares de hadrones por cada par de electrones.

Para hacemos una idea de la pequeñez de esta proporción, pensemos en la lluvia que cae sobre una ciudad de tamaño medio. Un chaparrón corriente puede contener perfectamente varios miles de millones de gotas de agua. Encontrar un par de electrones entre todos los pares de hadrones es análogo a encontrar una gota particular en la lluvia caída durante el chaparrón. No es precisamente la más fácil de las empresas.

Por otro lado, Ting y su grupo habían invertido más de 10 años perfeccionando su dispositivo, tiempo en el que adquirieron una sólida reputación de experimentadores extremadamente cuidadosos y precisos. Puedo dar fe personalmente de cuán merecida es esta reputación, puesto que pasé dos veranos con el grupo cuando éste trabajaba en Hamburgo. Mi recuerdo más vivido de las repetidas comprobaciones y verificaciones que se llevaban a cabo es que cada programa de ordenador para el análisis de los datos se elaboraba independientemente por dos físicos del grupo, comparándose los resultados de las dos versiones en las reuniones que sostenían diariamente. Sólo cuando todo coincidía se daba por bueno el análisis de los datos.

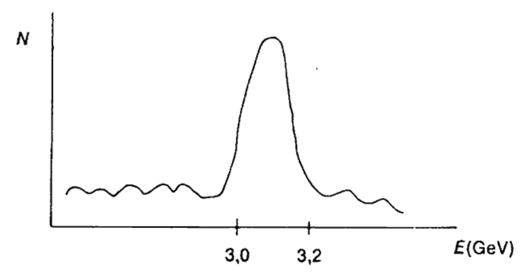


Fig. 81. Número de pares electrón-positrón en función de la energía del par.

Con esta cuidadosa técnica experimental, el grupo empezó a obtener datos a finales del verano y a principios del otoño de 1974 Cuando hicieron una gráfica del número de pares positrón-electrón en función de la energía del par, obtuvieron un resultado como el de la figura 81. Un pico prominente (correspondiendo a unos 250 sucesos) apareció a la energía de cerca de 3,1 G*e*V. Si recordamos nuestra discusión de los diagramas del espacio de las fases del capítulo 7, nos daremos cuenta de que esta reacción se debe realizar a través de una partícula intermediaria, como se indica en la figura 82.

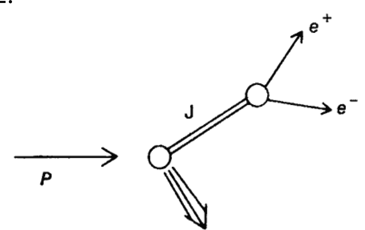


Fig. 82. Producción de la partícula «J».

La nueva partícula fue bautizada con el símbolo «J» por el grupo del MIT. Se han dado varias razones para justificar esta denominación. La razón oficial esgrimida por Ting es que la partícula es el resultado de una interacción en la que interviene la densidad de corriente electromagnética, designada comúnmente en física teórica por la letra «J». Otros han señalado, sin embargo, que existe un notable parecido entre la letra «J» y el carácter chino que significa Ting. En cualquier caso, lo importante es que su grupo había descubierto una nueva partícula.

Mientras todo esto ocurría en Brookhaven, un grupo en Stanford dirigido por Burton Richter del SLAC llegó a una conclusión similar por otro

camino. Desde el principio de la década de los 60, Richter (cuyo hermano Charles es geólogo y autor de la conocida escala de Richter para la intensidad de los terremotos) había estado trabajando en el diseño de un anillo de almacenamiento de electrones y positrones en el que se pudieran inyectar partículas provenientes de un acelerador lineal para, después de almacenadas, hacerlas chocar de frente. En 1972, precisamente 21 meses después de haber fondos para la construcción de su dispositivo, pudo finalmente ponerlo en marcha. En la figura 83 se muestra un esquema del funcionamiento del anillo de almacenamiento. Se almacenaron en el anillo electrones y positrones de energías de hasta 3 G*e*V que, debido al hecho de tener cargas eléctricas opuestas, circulaban también en sentidos opuestos. Los electroimanes colocados alrededor del anillo se ajustaron convenientemente para que las partículas se movieran en sus trayectorias respectivas.

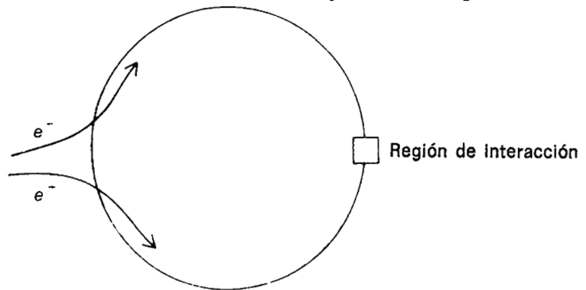


Fig. 83. Esquema de un anillo de almacenamiento.

Los dos haces se hicieron chocar en la región de interacción, junto a la cual se habían dispuesto contadores para detectar lo que se hubiera producido. Esquemáticamente, en esta situación un electrón y un positrón chocan y producen un grupo de hadrones. En general, la reacción será como la del diagrama de la izquierda de la figura 84, pudiéndose observar grupos de piones, mesones *K*, electrones y positrones. Pero cuando los resultados experimentales empezaron a acumularse, se encontró una «protuberancia» en la sección eficaz electrón-positrón. Esto indicaba que la interacción se producía mediante una partícula intermedia, como se puede ver en el diagrama de la derecha de la ilustración. El grupo de Stanford denominó a la nueva partícula ψ.

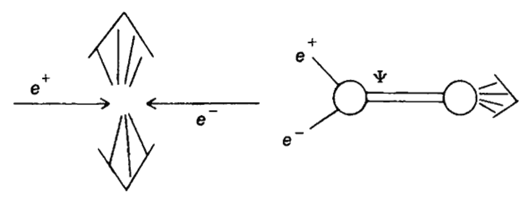


Fig. 84. *Izquierda:* Producción de hadrones. *Derecha:* Producción de una partícula ψ.

Cada uno de los dos grupos tuvo conocimiento del trabajo del otro durante el otoño de 1974, cuando Sam Ting estuvo de visita en Stanford. Por entonces los dos grupos estaban a punto de publicar sus resultados. Dos experimentos completamente independientes, usando técnicas completamente distintas, habían descubierto la misma partícula prácticamente al mismo tiempo. En la actualidad la partícula se designa por ψ/J. Se da una relación de sus propiedades en la siguiente tabla. El significado de estas propiedades se discutirá en la siguiente sección.

Propiedades de la 4VJ	
Masa	3.098 M*e*V
Spin	1
Isospín	0
Paridad	—
Amplitud de resonancia	67 k*e*V
Extrañeza	0

UN NÚMERO CUÁNTICO LLAMADO ENCANTO: UN NUEVO QUARK

En el capítulo 11 vimos que uno de los mayores indicios en favor del modelo de quarks era que el modelo daba cuenta de cada partícula conocida. Pero esto, implicaba que no había «plazas libres» en el esquema hadrónico donde pudiera encajar la partícula ψ/J. El descubrimiento de la nueva partícula ponía en evidencia la necesidad de una revisión a fondo del modelo de quarks, si no queríamos desecharlo por completo.

Para comprender cómo se resolvió este problema, consideremos la amplitud del pico de resonancia de la partícula ψ/J. En el capítulo 7 vimos que el principio de indeterminación nos permitía relacionar la amplitud de resonancia con el tiempo de vida de la partícula. Por ejemplo, una amplitud

entre 100 y 200 M*e*V corresponde a un tiempo de vida típico de las interacciones fuertes, unos 10^{-23} segundos. La amplitud de la partícula ψ/J es 1.000 veces menor que estos valores, de modo que su tiempo de vida debe ser mil veces mayor, es decir, de unos 10^{-23} segundos. En lo que respecta a la interacción fuerte, la partícula ψ/J es virtualmente una partícula estable, como la Δ y la Σ.

Esta analogía nos sugiere una posible solución a la incógnita introducida por el descubrimiento de la partícula ψ/J. Del mismo modo que la desintegración lenta de las partículas Δ y Σ se asocia a la presencia del número cuántico de extrañeza y a la existencia del quark *s*. quizá la lenta desintegración de la partícula ψ/J deba asociarse a un nuevo número cuántico y a una nueva clase de quark. En tal caso, la regla general para desintegraciones que discutimos en el capítulo 9 nos diría que no se puede convertir el nuevo quark en un quark u o en un quark *d* en 10 segundos, sino que para ello hace falta un tiempo similar al requerido para efectuar la misma conversión en el caso del quark *s*.

Dado que así ocurre en realidad, los físicos han propuesto la existencia de un cuarto quark. Para ello se basan en algunos conceptos de simetría entre hadrones y leptones que parecen exigir que los quarks aparezcan en pares. Los quarks *u* y *d* lo hacen claramente, pero la «pareja» del quark *s* no se conocía cuando se hizo la predicción. Además, la existencia de este cuarto quark explicaría algunas propiedades de la interacción débil que habían desconcertado a los físicos hasta entonces. Así, cuando se descubrió la partícula ψ/J, se disponía ya de la base teórica que permitiera añadir un nuevo miembro a la lista de quarks.

El nuevo número cuántico se denominó *encanto* y se designó por la letra *C* (en inglés encanto es «charm»). El quark que lo lleva es el quark encantado, que se acostumbra a designar por la letra *c*. La relación entre el encanto y el quark *c* es análoga a la relación existente entre la extrañeza y el quark *s*. Una partícula que contenga un quark *c* tendrá un encanto de +1, una partícula que contenga dos quarks *c* tendrá un encanto de +2, y así sucesivamente. Cuando un quark *c* se convierte en un quark *u* o en un quark *d*, la correspondiente reacción es lenta si la comparamos con el tiempo asociado a las interacciones fuertes.

Todas las partículas previas al descubrimiento de la partícula ψ/J constaban de quarks *u, d* y *s* y, por consiguiente, tenían $C = 0$. Es una situación

análoga a la de las familias del nucleón y de la partícula Δ, que están compuestas de quarks *u* y d y tienen *S* = 0. Al igual que los demás, el quark *c* tiene spin 1/2 y número bariónico 1/3. Tiene extrañeza 0, *C* = 1, spin isotópico 0 y carga 2/3. Conocidos estos datos, el modelo de los quarks ordinario nos permitirá determinar qué nuevos objetos debemos esperar al introducir la dimensión del encanto en el mundo de las partículas elementales. Pero, antes de emprender esta tarea, hablemos de la propia partícula ψ/J.

Dado que esta partícula se materializa en una interacción electrón-positrón, debe tener *B* = 0 y, por tanto, debe ser un mesón. Así, estará compuesta de un par quark-antiquark. Y dado que ya se han considerado todos los estados correspondientes a las combinaciones de los quarks *u, d* y *s*. concluimos por eliminación que la partícula ψ/J debe estar conformada o compuesta de un quark *c* y de un antiquark $\bar{c}$, tal como se muestra en la figura 85.

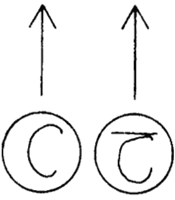


Fig. 85. Composición de una partícula ψ/J

Si esto es cierto, se pueden hacer dos predicciones. En primer lugar, deben existir otras partículas con *C* = 0, los que corresponden a los quarks *c* y $\bar{c}$ con orientaciones distintas. En segundo lugar, deben existir partículas que tengan *C* = 1, correspondiendo a un quark *c* y a un antiquark *u* o *d*. Ambas predicciones han sido confirmadas experimentalmente.

Los físicos teóricos se apercibieron del primer punto rápidamente. Si la partícula ψ/J es realmente un sistema *c*–$\bar{c}$ con los spins de los quarks en la misma dirección, debe existir otra partícula que corresponda a la orientación de los spins en direcciones opuestas, e incluso otras partículas correspondientes a situaciones en las que los *c* y $\bar{c}$ giran uno alrededor del otro. En resumen, la teoría predice la existencia de muchas partículas, cada una de las cuales se desintegra en miembros del grupo de masa más pequeña al tiempo que emite rayos gamma. Debe, pues, ser posible detectar estos rayos gamma en el laboratorio. Y de hecho fueron vistos en aceleradores, tanto

en Hamburgo como en Italia (así como en el SLAC), poco después del descubrimiento de la partícula ψ/J. En la figura 86 se presenta la familia de partículas c–$\bar{c}$ tal como se conoce en la actualidad. Evidentemente, la existencia de todos estos compañeros predichos de la partícula ψ/J proporciona una gran credibilidad a la hipótesis del cuarto quark.

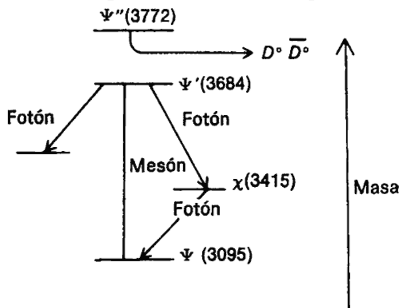


Fig. 86. La familia de las partículas c – $\bar{c}$ conocidas en la actualidad

Un indicio mucho más directo lo proporcionaría la existencia de una partícula que tuviera $C \neq 0$, en otras palabras, una partícula que contuviera un solo quark *c*. Deberían existir, por ejemplo, mesones como el que se indica en la figura 87 en los que un quark *c* se empareja con un quark $\bar{u}$ para producir una partícula con $Q = 0$ y $C – 1$. Las mismas con sideraciones teóricas que en un principio condujeron a la predicción del encanto, indican que estos mesones deberían desintegrarse en mesones *K* y unos pocos piones. Se estudiaron las reacciones electrón-positrón que dan lugar a mesones *K* y piones para ver si aparecían picos en el diagrama del espacio de las fases.

En 1976, en los anillos de almacenamiento del SLAC se obtuvieron datos como los de la figura 88. En la gráfica se representa el número de sucesos que dan lugar a un estado final con mesones *K* y π, en función de la energía de estos mesones. El pico es un claro indicio de la existencia de una partícula, una partícula que fue denominada mesón D^o. Tiene aproximadamente una masa de 1,8 G*e*V y, en efecto, es la partícula cuyos quarks son los que hemos descrito más arriba. Desde su descubrimiento, y como era de esperar, se han encontrado otros miembros de la familia de las partículas *D*. Entre ellos se incluye una partícula D^* (semejante a la $D°$, excepto por

tener los spin de los quarks paralelos) y un conjunto de mesones *D* con carga eléctrica hechos de varias combinaciones de quarks *c* y *u*.

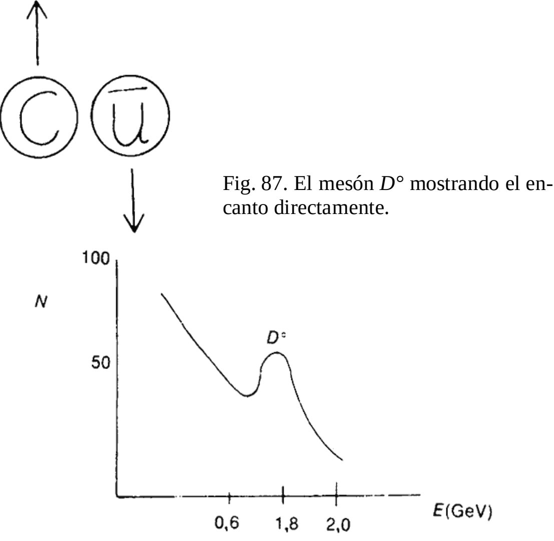


Fig. 87. El mesón *D*° mostrando el encanto directamente.

Fig. 88. El pico en la sección eficaz correspondiendo a la partícula *D*º.

La incorporación del quark encantado añade simplemente una nueva dimensión al modelo de los quarks. Por ejemplo, la relación entre las partículas *D** y *D*° es la misma que la que hay entre el mesón ϱ y el mesón π. Con la introducción del nuevo quark aumentan las combinaciones posibles y, por tanto, el número de partículas que se pueden formar. Por ejemplo, deben existir partículas (hechas de quarks *c* y *s*) que sean a la vez encantadas y extrañas. Todavía no se han encontrado, pero todos los indicios apuntan a que muy pronto se observarán. Asimismo, debe haber bariones hechos de uno, dos o tres quarks *c* en combinación con los otros. De hecho, muchas nuevas partículas están esperando ser descubiertas en los aceleradores, partículas en número suficiente para tener a los físicos experimentales ocupados y felices durante mucho tiempo. A título de ejemplo de cómo deberían representarse estas nuevas partículas según el camino óctuple, mostramos en la figura 89 los bariones predichos asociados con los bariones de spin 3/2. Como se recordará, éste es el grupo de partículas que condujo a la

predicción y descubrimiento de la partícula *Q*, uno de los primeros y más importantes triunfos de esta especie de tabla periódica de las partículas elementales que llamamos camino óctuple.

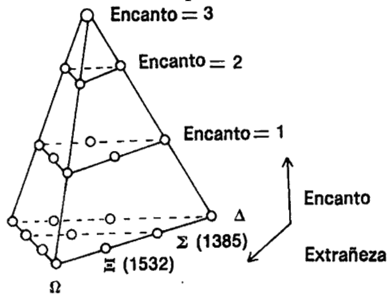


Fig. 89. Representación, según el camino óctuple, de los bariones de spin 3/2. Esta representación permitió la predicción de la partícula Ω^-, que debe ocupar el vértice inferior del triángulo equilátero.

Observemos que el hecho de añadir un nuevo quark a la lista da paso a una posibilidad perturbadora. ¿Es éste el último quark o simplemente uno más entre muchos que se encuentran todavía por descubrir? Si esto fuera así, se extinguiría nuestra esperanza original de servirnos del mode lo de los quarks para crear una imagen simple de la naturaleza. Desde luego, la existencia del encanto, por sí sola, no implica una conclusión de este tipo. Un mundo compuesto de cuatro partículas fundamentales básicas sigue siendo tan simple como un mundo compuesto de únicamente tres. Pero recordando que la proliferación de elementos químicos y partículas elementales es lo que sugirió originariamente la idea de los quarks, tenemos que admitir que cualquier signo de proliferación entre los quarks debe ser tomado muy seriamente.

MÁS CANDIDATOS A QUARK

En el año 1977 un grupo del Fermilab (Chicago) bajo la dirección de León Lederman anunció un resultado que iba a tener profundas consecuencias para el modelo de quarks. El experimento que llevaron a cabo era de concepción similar al experimento de Brookhaven que condujo al descubrimiento del encanto. Se hizo estrellar un haz de protones de alta energía

contra un blanco nuclear (cobre o platino) y se dispusieron detectores para localizar pares de mesones con cargas opuestas (véase fig. 90). Las diferencias esenciales entre este experimento y el llevado a cabo por Ting eran que, en primer lugar, el acelerador del Fermilab produce haces de protones de mucha mayor energía y. en segundo lugar, la detección de mesones *u* en lugar de pares electrón-positrón simplifica algunas fases del experimento.

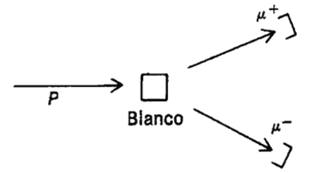


Fig. 90. Dispositivo empleado para detectar mesones *u* de cargas opuestas.

En una serie de sucesos que parece casi una repetición del descubrimiento del encanto en el año 1974, este experimento proporcionó datos sobre el número de veces que se observa un par de muones en función de la energía del par (véase fig. 91). De nuevo, una serie de protuberancias en la curva suavemente decreciente indicaba la presencia de una nueva partícula (o conjunto de partículas). Al igual que sucediera anteriormente, no había sitio para estas nuevas partículas en el modelo de los quarks y, como antes, razonamientos teóricos basados en los estudios de interacciones débiles sugirieron la existencia de un nuevo quark.

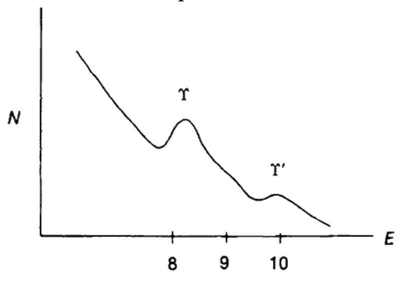


Fig. 91. Gráfico que muestra la existencia probable de las partículas ϒ y ϒ'.

Los datos del Fermilab y otros laboratorios han demostrado claramente que, de hecho, son dos las partículas causantes de las ondulaciones de la curva de la figura 91, aunque puede haber más. Estas dos partículas se designan por la letra griega Y (ypsilón) y Y' y sus masas son 9,5 y 10,0 G*e*V,

respectivamente. En la actualidad se acepta universalmente que estas partículas son estados similares a los de la ψ/J, en los que un nuevo quark y su antiquark se unen para formar un mesón. El nuevo quark se llama b y la estructura de la partícula se muestra en la figura 92.

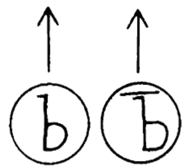


Fig. 92. Construcción de la partícula Y.

La partícula Y' consta presumiblemente de los mismos quarks, pero con los spins orientados de distinto modo, y cabe esperar el descubrimiento de un conjunto de nuevas partículas en correspondencia con las que se descubrieron después de la ψ/J. En particular, podemos esperar descubrir partículas que exhiban el número cuántico *b* explícitamente, del mismo modo que se encontraron mesones *D* que exhibían el número cuántico del encanto. Así, pues, el descubrimiento de la partícula Y pone en marcha de nuevo todo el proceso de construcción de nuevas partículas iniciado con el descubrimiento del encanto, y todos los comentarios de la sección anterior son aplicables aquí.

Los argumentos teóricos en favor de un quinto quark apoyan en realidad la existencia de un par de nuevos quarks. Son los llamados *b* y *t*. El *b* tiene carga –1/3 y el *t* tiene carga +2/3. Por lo demás, cada uno de ellos es semejante al quark *c* excepto por el hecho de llevar un nuevo número cuántico. Las letras *b* y *t* corresponden a las iniciales tanto de las palabras inglesas con que se designaron inicialmente, «beauty» y «truth» (belleza y verdad) como a las más prosaicas *bottom* y *top* (fondo y cima) con que se conocen en la actualidad. Así, podemos decir que la partícula Y está compuesta de un quark *b* y de un antiquark $\bar{b}$ y que con el tiempo descubriremos partículas que exhiban explícitamente el número cuántico de la belleza. Hasta la fecha (primavera de 1979), no se han observado partículas hechas de quarks *t* y no tenemos ninguna garantía de que puedan llegar a producirse con la generación actual de aceleradores. Sin embargo, el precedente histórico sugiere que probablemente no tardaremos demasiado en observarlas. Probablemente, aparecerá un pico agudo en una sección eficaz, seguido de una rápida proliferación de estados y seguirá el descubrimiento de partículas portadoras de los nuevos números cuánticos.

Se espera que en un futuro próximo nos las tendremos que ver con seis clases distintas de quarks. Damos sus propiedades en la tabla siguiente.

Quark	**Spin**	**Carga**	**Otros números cuánticos**
u	1/2	2/3	Ninguno
d	1/2	–1/3	Ninguno
s	1/2	–1/3	s = –1
c	1/2	2/3	c = +1
b	1/2	–1/3	*b* = +1
t	1/2	2/3	*t* = +1

Todos, desde luego, tienen número bariónico igual a 1/3.

PROLIFERACIÓN TEÓRICA: LA IDEA DEL COLOR

En los capítulos anteriores hemos visto cómo los resultados experimentales nos han obligado a ampliar el número de quarks que se pueden llamar básicos. Mientras esto ocurría, en el ámbito teórico se producía un desarrollo paralelo que, en esencia, tuvo el mismo efecto. Para comprenderlo mejor, volvamos atrás por un momento y pensemos en un átomo ordinario.

Los tres primeros elementos de la tabla periódica, hidrógeno, helio y litio, se muestran en la figura 93. EL hidrógeno consta de un núcleo con un solo protón y de un electrón solitario se mueve en la órbita más interna. El helio tiene un núcleo compuesto de dos protones y dos neutrones y, por tanto, debe poseer dos electrones. El litio tiene un núcleo compuesto de tres protones y cuatro neutrones y debe poseer, por tanto, tres electrones. En la ilustración se puede ver que dos de estos electrones, como los dos electrones del helio, ocupan la órbita más baja, mientras el tercer electrón reside en la órbita siguiente. Es como si los dos primeros electrones «llenaran» la órbita más interna de manera que el tercero debe encontrar sitio en otra parte. La idea de que los electrones pueden llenar espacios orbitales se sigue del llamado principio de exclusión de Pauli. Aunque la deducción de esta ley a partir de la mecánica cuántica es un tanto abstracta, la regla en sí puede expresarse de manera muy simple: *Dos partículas idénticas de spin 1/2 no pueden ocupar el mismo estado cuántico.*

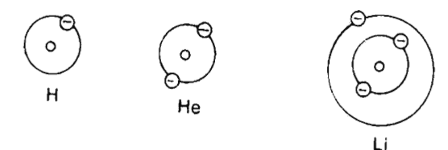


Fig. 93. Hidrógeno, helio y litio.

Para hacemos una idea de lo que este principio significa, supongamos que cada una de las órbitas del átomo es una especie de «parking» de electrones. Cada electrón ocupa un espacio y cuando todos los espacios de una órbita están ocupados, los electrones restantes deben ir a la primera órbita superior donde haya todavía espacio libre.

Quizá la manera más sencilla de comprender cómo actúa el principio de exclusión de Pauli sea considerar los electrones de la órbita más baja. El «estado» del electrón corresponde en este caso a la orientación de su spin. Dado que éste únicamente puede tomar dos valores (arriba y abajo), decimos que hay dos estados en la órbita más interna o. en términos de nuestra analogía, que hay dos «plazas» en ese parking. Esto quiere decir que la órbita estará completamente llena cuando contenga dos electrones con los spins orientados como en la figura 94. El principio de exclusión implica que en el átomo de litio el tercer electrón debe encontrarse en otra órbita.

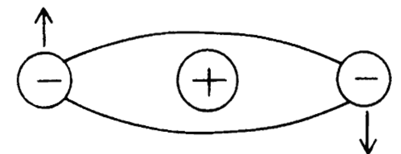


Fig. 94. Órbita electrónica completa.

Digamos de paso que las leyes de la mecánica cuántica predicen la existencia de ocho estados en la siguiente órbita. Dado que las propiedades químicas de un átomo dependen de los electrones de su capa más externa, esto explica la tabla periódica de los elementos de la que hablábamos en el capítulo 9. Hay sólo dos elementos (helio e hidrógeno) en la primera fila de la tabla periódica. El litio, el tercer elemento, encabeza una nueva fila y está emplazado en la misma columna que el hidrógeno. Los dos son químicamente similares, ya que ambos tienen un único electrón en la capa más externa Con razonamientos análogos se puede concluir que el siguiente elemento (sodio) debe tener once electrones, dos en la órbita más baja, ocho

en la siguiente y uno en la tercera. Esta particular distribución de los electrones explica por completo la estructura de la tabla periódica.

Dado que los quarks son objetos de spin ½, los físicos teóricos tienen una fuerte predisposición a suponer que también ellos deben obedecer el principio de exclusión. Sin embargo, hay al menos una partícula cuya mera existencia parece contradecir esta hipótesis. En el capítulo 9 vimos que la partícula Δ^{++} debía constar de tres quarks u con los spins orientados en la misma dirección para dar cuenta del spin 3/2 y la carga $Q = 2$ que observamos en ella (fig. 95).

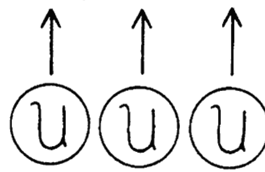


Fig. 95. La partícula Δ^{++}, en términos de quarks.

Si los quarks obedecen el principio de exclusión de Pauli, esta partícula no puede existir, ya que los tres quarks que la constituyen tienen idéntico spin 1/2 y están en el mismo estado. Hay sólo dos salidas de este dilema: o bien los quarks no cumplen el principio de exclusión de Pauli o bien los tres quarks constituyentes de la partícula Δ^{++} no son idénticos.

Si aceptamos esta última posibilidad, debemos concluir que los tres constituyentes de la partícula Δ^{++} no son idénticos en el sentido en que se entiende el término en el principio de exclusión. Dado que todos tienen la misma carga, spin, paridad, etc., deben diferir en una característica que no hayamos discutido todavía. Supongamos, por ejemplo que algún duende subatómico haya pintado los quarks de tres colores distintos. Entonces, siempre que los tres quarks en la partícula Δ^{++} tengan colores distintos, no habrá conflicto con el principio de Pauli. Aunque los tres se encuentren en su estado fundamental y con el spin orientado hacia arriba, no son partículas idénticas porque tienen colores distintos.

La idea del *color* fue introducida (bajo un nombre distinto) por O. W. Greenberg de la Universidad de Maryland casi al mismo tiempo que surgió el modelo de quarks en el año 1964. Sin embargo, el concepto no tuvo amplia aceptación hasta una fecha relativamente reciente. El retraso era inevitable, puesto que nunca se han visto partículas que exhiban el número cuántico del color explícitamente. Si se hubieran visto, se hubieran reconocido de la misma forma que el encanto y el número cuántico *b*. El hecho de que

no se hayan visto se debe a una regla que establece que aunque los quarks individuales tienen color, el color neto (una cantidad derivada de la suma de los colores de los quarks) de las partículas conocidas debe ser cero.

Debo hacer una advertencia en este punto. Cuando introduje el concepto de extrañeza, hice un comentario sobre las complicaciones que se crean los físicos al designar nuevas propiedades de las partículas con nombres corrientes. El término «color» es un ejemplo perfecto. Nadie piensa que exista realmente un duende con brochas y botes de pintura que vaya por ahí pintando quarks. Nadie cree realmente que sea necesario imaginarse los quarks como esferas giratorias de diferentes colores. Sin embargo, esta imagen nos es sugerida por la adopción del término.

Insistamos, pues, en que el término «color» cuando se aplica a los quarks no significa lo mismo que cuando se aplica a los objetos de la vida corriente. En física de partículas, el color es una propiedad de los quarks del mismo modo que lo son el spin, la paridad, la extrañeza y la carga. Y si podemos determinar la carga de una partícula sumando las cargas de cada uno de los quarks que la componen, podemos también hallar el color de la partícula combinando los colores de sus quarks. Las reglas de combinación de colores son un poco más complicadas que la simple suma que aplicamos a la carga, pero el principio es el mismo.

La regla para obtener hadrones a partir de quarks de colores equivale a exigir que cuando se suman los colores de los quarks el color neto resultante debe ser cero. Si hubiera una regla semejante para la carga eléctrica, ésta diría que sólo pueden existir aquellas partículas para las que la suma de las cargas de sus quarks componentes fuera igual a cero. Si esta regla fuera cierta, sólo veríamos partículas con carga neutra en la naturaleza. Desde luego, no hay una regla tal para la carga, pero sí la hay para el color. En consecuencia, en el laboratorio se ven sólo partículas de color nulo.

Hay indicios experimentales de que el color es, en efecto, una propiedad de los quarks. Dos cantidades experimentalmente mensurables dependen del número de quarks. Una de ellas es el ritmo al que los π° se desintegran en dos fotones. La segunda es la probabilidad de que los electrones y los protones creen hadrones al colisionar. Ambos números parecen indicar que el número de quarks es tres veces superior a lo que cabría esperar sin el color. Estos resultados están de acuerdo con el modelo si tenemos en cuenta los colores de los quarks.

Además, la regla según la cual en la naturaleza se ven sólo objetos de color nulo (o «color neutro») se encuentra también en relación con la teoría del confinamiento discutida en el capítulo 11. Si los quarks individuales tienen color, la regla del color nulo explica por qué no se pueden observar quarks individuales en el laboratorio. A menos que esta regla tenga excepciones, sólo podremos ver quarks en aquellas combinaciones cuyo color sea cero; esto es, en aquellas combinaciones que constituyen las partículas conocidas.

RESUMEN

El modelo de los quarks fue propuesto originalmente para simplificar una situación en la que el número de partículas elementales crecía más allá de los límites deseables. Al principio pareció cumplir su función. Reducir el mundo a tres bloques estructurales básicos parecía ser la realización del sueño de la simplicidad definitiva. Pero del mismo modo que proliferaron primero los elementos químicos y después las partículas elementales, el número de quarks también ha aumentado desde el año 1974, De hecho, algunos físicos se refieren a la notificación del descubrimiento de la partícula ψ/J como a la «Revolución de Noviembre», debido a sus consecuencias.

En este momento hay claros indicios de la existencia de cinco tipos de quarks Además, algunos teóricos predicen que un sexto (el *t*) está en vías de aparecer. Si cada uno admite tres colores distintos, hay un total de dieciocho quarks. Casi todos estaremos de acuerdo en que, en el fondo, aunque aceptemos el modelo de los quarks, se nos hace difícil explicar el Universo en términos de un reducido número de constituyentes. En este sentido, dieciocho no es un número pequeño.

Tampoco podemos estar seguros de que el número de quarks continuará siendo dieciocho. No hay razón por la que no puedan aparecer más quarks como el *c*, el *b* y el *t* en experimentos futuros. Si analizamos la situación, veremos que hay más quarks en esta teoría que hadrones teníamos a principios de los años 50, cuando se puso en marcha la física de altas energías. O bien los quarks son en sí mismos manifestaciones de otros entes todavía más fundamentales o bien nuestra búsqueda de la simplicidad definitiva es una quimera. Quizá dentro de veinte años podamos conocer la respuesta a

esta cuestión; por el momento sólo podemos decir que el mismo modelo de los quarks ha generado una nueva y molesta complejidad.

Una respuesta a esta complejidad ha sido la introducción de otro término un tanto caprichoso para describir a los quarks. Está claro que hacen falta dos cosas para identificar un quark. Primero debemos decir si es del tipo *u, d, s, c, b* o *t;* después debemos especificar el color. La primera propiedad, la que nos dice si el quark es *u* o *d* u otro cualquiera, se denomina el *sabor* del quark. En la terminología moderna se dice que los quarks se presentan en seis sabores, cada uno de los cuales puede tener uno de tres colores.

En lo que respecta a la estructura de los hadrones, hemos llegado casi tan lejos como es posible en simplicidad. Iniciamos ahora una breve discusión del desarrollo paralelo de las ideas sobre los leptones y las interacciones débiles.

13. Los leptones y la interacción débil

Al subir por la escalera
Hallé un hombre que no estaba.
Y tampoco estaba hoy.
¡Qué alivio si no lo viera!

HUGHES MEARNS, «The Pyschoed»

EL DESCUBRIMIENTO DEL NEUTRINO

En el capítulo 2 hablamos de la desintegración beta del neutrón como ejemplo de la interacción débil. Vimos que para no violar las leyes de conservación de la energía y del momento en esta desintegración, era necesario suponer la presencia en la interacción de una partícula no observada, una partícula sin masa y sin carga que llamamos neutrino. Vimos también que esta hipotética partícula era tan difícil de detectar que podía atravesar literalmente un bloque de plomo de varios años luz de espesor sin perturbar un solo átomo. A pesar de todo, la teoría de la desintegración beta debida a Enrico Fermi tuvo tanto éxito que los físicos estaban dispuestos a aceptar el neutrino como una partícula genuina aunque nunca hubiera sido observada en el laboratorio. No es exagerado decir que probablemente había un buen número de físicos a principios de la década de los 50 que tenían más fe en la existencia del neutrino que, por ejemplo, en la existencia de las nuevas partículas extrañas que empezaban a aparecer en los experimentos con rayos cósmicos.

En el año 1956 esta confianza se vio plenamente justificada cuando dos físicos, Clyde L. Cowan, Jr. y Frederick Reines de Los Álamos, se las ingeniaron para obtener los datos experimentales que demostraron que el neutrino habitaba el mundo real y no sólo las mentes de los físicos teóricos. Fue, sin duda, una verdadera proeza, sobre todo si tenemos en cuenta los minúsculos efectos que el neutrino causa en su medio circundante. Debieron transcurrir cinco años de investigación y continuos refinamientos del

experimento antes de que Cowan y Reines anunciaran finalmente un resultado definitivo.

Antes de entrar en los detalles del experimento, debemos hacer una breve digresión para definir algunos términos. Hemos visto que una partícula elemental puede caracterizarse por su spin y que la orientación del spin se determina por la llamada regla de la mano derecha (ver capítulo 8). Hemos visto también que a cada partícula le corresponde su antipartícula. Podemos, por tanto, concluir que debe haber un antineutrino, partícula que difiere del neutrino en el sentido de orientación del spin (dado que el neutrino no tiene carga, el spin es la única propiedad que puede diferenciar la partícula de su antipartícula). Por convenio se acepta que el spin del antineutrino apunta en la misma dirección que su vector velocidad (es decir gira en el sentido de avance de un tomillo o un sacacorchos), mientras que el spin del neutrino se orienta en sentido opuesto a su vector velocidad, tal como se ilustra en la figura 96.

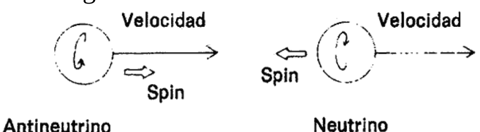


Fig. 96. Spin del antineutrino y del neutrino referido a sus vectores velocidad.

La partícula invisible en la desintegración beta del neutrón, de acuerdo con este convenio, es en realidad el antineutrino. Se acostumbra a representar por $\overline{\nu}_e$, donde el subíndice e hace referencia al hecho de que se produce conjuntamente con un electrón. Respetando este convenio, se puede describir la desintegración beta del neutrón como $n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e$.

La dificultad de detectar la presencia de un neutrino o un antineutrino proviene de la pequeñísima probabilidad de que la partícula interactúe con los núcleos que encuentra en su camino. Por tanto, la única posibilidad de observar tales interacciones es encontrar una fuente de partículas cuya abundancia compense la pequeña probabilidad de interacción. El número esperado de interacciones por segundo es

número de sucesos observados = número de neutrinos o antineutrinos × probabilidad de una interacción

de modo que la pequeña probabilidad de interacción se puede compensar con un número de neutrinos o antineutrinos suficientemente grande.

Los reactores nucleares producen un gran número de antineutrinos — quizá 10^{18} por segundo— como subproducto de la fisión. Cowan y Reines colocaron un gran blanco rodeado de detectores cerca del reactor de Savannah River, en Carolina del Sur, esperando obtener una reacción del tipo

$$\overline{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

cada 20 minutos. Desde luego, no se trata de un número gigantesco de sucesos, pero es suficiente para llevar a cabo el experimento.

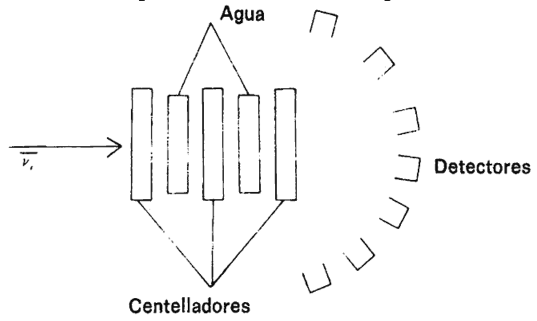


Fig. 97. Dispositivo empleado para detectar el antineutrino

En la figura 97 se muestra un esquema del dispositivo que emplearon. Consistía en una serie de capas de agua (que contiene átomos de hidrógeno cuyos núcleos servían de blanco para los antineutrinos proyectil) intercaladas con capas de líquido centellador. Todo el dispositivo estaba rodeado de detectores que reaccionarían ante los fotones emitidos por el líquido centellador.

Cuando se produce una de las raras interacciones del antineutrino en el agua, aparecen dos productos: un positrón y un neutrón. El positrón se aniquilará con un electrón atómico en el agua antes de que transcurra una millonésima de segundo, más o menos. Cuando esto ocurre, se emiten dos fotones energéticos, cada uno de los cuales penetra en una de las capas centelladoras y produce una lluvia de fotones que pueden ser registrados por los detectores. El neutrón no interactúa tan rápidamente, dado que no tiene carga eléctrica. En lugar de perder su energía a través de una fuerza eléctrica, sufre una serie de colisiones que lo van frenando hasta que puede ser capturado por un núcleo. Con el fin de aumentar el proceso de absorción se mezcla un poco de cloruro de cadmio con el agua, dado que el cadmio

es un elemento que absorbe los neutrones lentos con gran eficiencia. Cuando el neutrón es absorbido por el cadmio, el nuevo núcleo emite uno o dos fotones, ya que los protones y neutrones se redistribuyen para acomodar a sus nuevos compañeros. Estos fotones también se convierten en destellos del centellador

Así, los sucesos que indicarán la presencia de la interacción de un antineutrino serán, dos fotones procedentes de la aniquilación electrón-positrón, seguidos a unas pocas millonésimas de segundo por uno o más fotones procedentes del núcleo de cadmio. Cuando Cowan y Reines finalmente se convencieron de que estos sucesos ocurrían al ritmo esperado de uno cada 20 minutos, obtuvieron la prueba que se necesitaba para demostrar la existencia del antineutrino, una prueba que la comunidad científica había estado esperando durante 20 años.

EL NEUTRINO MUÓNICO Y UNA NUEVA LEY DE CONSERVACIÓN

Una vez descubierto el antineutrino asociado con la desintegración beta, era natural que la atención se dirigiera a la tarea de producir haces de neutrinos en los aceleradores. Como vimos en el capítulo 6, esto se puede hacer como se indica en la figura 98. Los mesones π procedentes de un haz de carga y energía conocidas se desintegran en un muón y un neutrino. Nuestro convenio es lo que se refiere a neutrinos y antineutrinos nos dice que las dos reacciones de desintegración son

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

y

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$$

donde empleamos el subíndice μ para recordar que estos neutrinos particulares están asociados a la producción del mesón μ. El haz mixto de muones y neutrinos se puede filtrar haciéndolo pasar a través de un gran blindaje (por ejemplo, un amontonamiento de placas de plomo o una barrera de tierra muy larga). Eligiendo un blindaje suficientemente espeso, podemos asegurar que los muones y otras partículas que puedan encontrarse accidentalmente en el haz serán absorbidas por el blindaje, pasando únicamente los neutrinos.

En 1962 un grupo de físicos de la Universidad de Columbia comunicó la realización de una serie de experimentos diseñados de este modo. El objetivo era buscar reacciones del tipo

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$$

y

$$\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$$

desencadenadas por neutrinos y antineutrinos. La súbita aparición en el dispositivo de una partícula cargada (el muón) señalaría la ocurrencia de este suceso. Tanto el neutrino incidente como el neutrón final serían invisibles, dado que se trata de partículas sin carga.

La característica más sorprendente de estos experimentos fue que *sólo* se observaban las reacciones indicadas más arriba. No se observaba ninguna reacción del tipo

$$\nu_\mu + n \rightarrow p + e^-$$

ni

$$\nu_\mu + p \rightarrow n + e^+$$

Dicho de otra manera, parecía que los neutrinos resultantes de la desintegración de muones no podían crear electrones o positrones a pesar de que los experimentos de Cowan y Reines demostraban concluyentemente que los neutrinos emitidos en la desintegración beta sí podían hacerlo. Hay, en otras palabras, dos clases distintas de neutrinos, los neutrinos asociados con electrones y los asociados con muones.

Ésta es, desde luego, la razón por la que nos referimos a los neutrinos como ν_μ y ν_e. No sólo aparece cada neutrino en asociación con un leptón particular, sino que únicamente puede iniciar reacciones si entra en juego el mismo leptón. Parece, por tanto, que los leptones se presentan en pares, el electrón con su neutrino y el muón con el suyo.

La existencia de los dos neutrinos arroja un poco de luz sobre un principio de conservación. Gracias a nuestra definición del neutrino y del antineutrino, las interacciones débiles cumplen una ley semejante a la de conservación del número bariónico. Se trata de la ley de conservación del número de leptones: *El número neto de leptones permanece constante en toda interacción.*

Consideremos, por ejemplo, la desintegración beta del neutrón. No hay leptones en el estado inicial, pero aparece un electrón con su anti- neutrino en el estado final. Si asignamos al electrón un *número leptónico* de +1 entonces debemos asignar un número leptónico –1 al antineutrino (del mismo modo que asignamos un número bariónico –1 al antiprotón). El número leptónico neto después de la desintegración es, por tanto, cero, el mismo que al principio. Se puede comprobar que el resto de las interacciones débiles que hemos discutido hasta ahora cumplen asimismo esta ley.

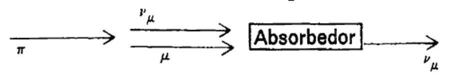


Fig. 98. Producción de un haz *de* neutrinos en un acelerador.

La existencia de los dos neutrinos nos lleva a considerar una versión más potente de esta ley. Si asignamos un número electrónico al electrón y a su neutrino y un número muónico al muón y a su neutrino, entonces resulta que el número electrónico y el número muónico se conservan por separado. Por ejemplo en la reacción

$$\mu^- \to e^- + \overline{\nu}_e + \nu_{\nu}\mu$$

el número muónico es inicialmente 1 y el número electrónico es 0, y la disposición de los neutrinos en el estado final es tal que cada uno de estos números conserva su valor Es obvio que si tanto el número electrónico como el número muónico se conservan, se satisface automáticamente la ley de conservación del número leptónico. En la tabla siguiente se dan los cuatro leptones con sus números cuánticos correspondientes.

Partícula	Número leptónico	Número electrónico	Número muónico
e^-	1	1	0
e^+	–1	–1	0
μ^-	1	0	1
μ^+	–1	0	–1
ν_e	1	1	0
ν_e	–1	–1	0
ν_μ	1	0	1
ν_μ	–1	0	–1

De la teoría de los neutrinos se siguen dos consecuencias importantes. En primer lugar, si el electrón y el muón no son los únicos leptones masivos

que existen en la naturaleza (veremos más tarde que. en efecto, no lo son), entonces es lícito esperar que exista un nuevo tipo de neutrino asociado a cada nuevo leptón masivo que se encuentre. En segundo lugar, si, como algunos físicos teóricos piensan, hay alguna conexión fundamental entre los leptones y los quarks, entonces el hecho de que los leptones siempre se presenten en pares (partícula más neutrino) podría implicar que los quarks deban también presentarse en pares. Con razonamientos de este tipo se obtuvieron las primeras predicciones de la existencia de un quark encantado como complemento del quark extraño. Llevando la analogía un poco más lejos, se predijo más tarde la existencia de los quarks *b* y *t* después que otro leptón, el τ. fuera descubierto. Hablaremos de este descubrimiento más adelante en este capítulo.

LA PARIDAD EN LAS INTERACCIONES DÉBILES

En el capítulo 8 mencionamos la posibilidad de describir las partículas mediante una propiedad llamada paridad. En esencia, la paridad de una partícula nos dice cómo será su función de onda si se invierten las coordenadas espaciales. Así, podemos decir que la operación de paridad corresponde a mirar la partícula a través de un espejo. Si la imagen que observamos coincide con la misma partícula, decimos que la partícula tiene paridad positiva.

Apliquemos esta operación de reflexión especular no solamente a las partículas, sino también a los procesos. Por ejemplo, si observamos en el espejo una colisión en la que un protón viene por la derecha y un electrón por la izquierda, tendremos la impresión de estar viendo otra colisión en la que el protón se acerca por la izquierda y el electrón por la derecha. La intuición nos dice que lo que ocurre en la colisión no debe depender de que observemos el proceso directamente o a través de un espejo. En física, la idea de que esta operación particular no debe afectar ningún proceso constituye el llamado principio de conservación de la paridad. Este principio es válido para las interacciones fuerte y electromagnética y hasta principios de los años 50 se creía que también era válido para la interacción débil.

En 1956 dos jóvenes físicos de la Universidad de Columbia (Nueva York). Tsung-Dao Lee y Chen Ning Yang, estaban ocupados en algunos problemas relacionados con la interacción débil Como parte de su estudio, analizaron detenidamente las razones por las que se creía que la paridad

debía conservarse en la interacción débil. Después de un análisis cuidadoso llegaron a la conclusión de que en realidad ninguna de las razones era seria y que la hipótesis de que la interacción débil debía comportarse como el resto de la física no era más que un fuerte prejuicio por parte de los físicos teóricos. Basándose en esta conclusión, modificaron la teoría de la desintegración beta para ver lo que ocurriría si la paridad no se conservaba. Descubrieron que había unas cuantas situaciones en la naturaleza en las que esta falta de simetría se podía observar y medir.

En 1956, la profesora Chien-Shiung Wu, también en la Universidad de Columbia, llevó a cabo un experimento con el que demostró de manera irrefutable que la interacción débil violaba el principio de conservación de la paridad. A pesar de las dificultades técnicas, la idea básica del experimento es bastante sencilla. Una muestra de material que contiene cobalto (el isótopo ^{60}Co, para ser exactos) se enfría hasta unas cuantas décimas de grado por encima del cero absoluto (–273°C) y se somete a la acción de un campo magnético muy intenso a fin de alinear los spins de los núcleos de todas las partículas en la misma dirección. La baja temperatura es necesaria para que las oscilaciones normales de los átomos que percibimos como calor se reduzcan hasta el punto de ser incapaces de desordenar el alineamiento nuclear. Aunque este procedimiento puede parecer simple, fueron necesarios más de seis meses de trabajo para convertirlo en realidad Incluso entonces, la muestra sólo podía permanecer alineada durante 15 minutos.

El ^{60}Co sufre la desintegración beta espontáneamente y tiene una vida media de unos 53 años. Como es bien conocido, este elemento se usa ampliamente en los hospitales modernos como fuente de radiación para la terapia del cáncer. Sin embargo, la profesora Wu usó la desintegración beta para un propósito muy distinto. Dado que conocía la orientación de los spins de los núcleos de cobalto (es decir, el sentido de rotación de los núcleos sobre sí mismos), podía usarla como referencia espacial para observar el número de electrones emitidos con el spin «hacia arriba» y el número de electrones emitidos con el spin «hacia abajo». La figura 99 ilustra el significado de esta medición. En la izquierda hay un núcleo de cobalto que emite el electrón en la dirección del spin (la dirección que llamamos «arriba»); en la derecha se muestra la imagen especular del mismo proceso. El spin del núcleo se invierte, pero el electrón sigue moviéndose hacia la parte superior de la página, bien que en una dirección distinta. Por tanto, si la con-

servación de la paridad se cumple en la interacción débil, cabe esperar observar tantos electrones emitidos en la dirección del spin nuclear (arriba) como electrones emitidos en la dirección opuesta (abajo). En 1956 la mayoría de los físicos hubieran predicho este resultado.

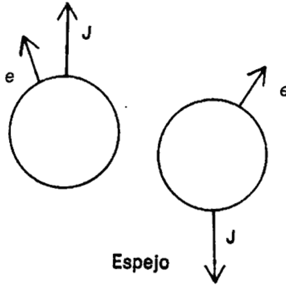


Fig. 99. Esquema del experimento que demostró la violación de la paridad en las interacciones débiles.

Sin embargo, los resultados del experimento mostraron claramente que los electrones se emitían preferentemente hacia abajo. En otras palabras, si imaginamos que el núcleo de cobalto gira como la Tierra, los electrones son emitidos por el polo Sur. Así, en lo que respecta a la interacción débil, la naturaleza *no* es ambidextra. Hay una distinción entre izquierda y derecha del todo inesperada. Por predecir esta posibilidad. Lee y Yang compartieron el Premio Novel en el año 1957 y se convirtieron en los científicos más jóvenes de todos los tiempos en recibirlo (cuando llevaron a cabo su trabajo Lee tenía 29 años y Yang 33).

LA JERARQUÍA DE LAS LEYES DE CONSERVACIÓN

El descubrimiento de que la paridad no se conserva en los procesos de interacción débil pone de manifiesto un importante aspecto de las interacciones que hemos estudiado hasta ahora. Todas tienen, desde luego, intensidades distintas (volveremos en breve sobre este punto) pero también parecen estar dispuestas jerárquicamente; esto es, cuanto mayor es la fuerza, más propiedades se conservan.

Por ejemplo, la interacción fuerte no depende de la carga de las partículas que intervienen. En lenguaje más técnico decimos que la fuerza fuerte conserva el spin isotópico en cualquier proceso. Pero si descendemos un escalón en la intensidad de la interacción y consideramos la fuerza electromagnética, esta afirmación deja de ser cierta. La fuerza electromagnética

que actúa sobre un protón es muy diferente a la que actúa sobre un neutrón, dado que el primero está eléctricamente cargado y el segundo no lo está. Así, diremos que la fuerza electromagnética no conserva el spin isotópico, o, lo que es equivalente, que la fuerza electromagnética rompe la simetría isotópica.

De la misma manera, tanto la interacción fuerte como la electromagnética conservan la paridad, pero la interacción débil no lo hace. Estas diferencias entre las interacciones son altamente significativas, ya que nos dicen algo sobre el modo de operación de las interacciones fundamentales. En el estado actual de nuestro conocimiento solamente podemos afirmar que estas diferencias existen, sin que seamos capaces de explicar por qué debe ser así.

Para resumir las propiedades que se conservan en las tres interacciones que hemos discutido hasta ahora, damos una lista de varias magnitudes e indicamos qué interacciones las conservan.

<table>
<tr><th>Magnitud</th><th>Fuerte</th><th>Electromagnética</th><th>Débil</th></tr>
<tr><td>Energía, momento lineal, momento angular</td><td>|</td><td>|</td><td>|</td></tr>
<tr><td>Número de electrones, número de muones, carga eléctrica total</td><td>|</td><td>|</td><td>|</td></tr>
<tr><td>Número de leptones, número bariónico</td><td>|</td><td>|</td><td>↓</td></tr>
<tr><td>Inversión de tiempo</td><td>|</td><td>|</td><td></td></tr>
<tr><td>Conjugación de la carga</td><td>|</td><td>|</td><td></td></tr>
<tr><td>Paridad</td><td>|</td><td>|</td><td></td></tr>
<tr><td>Extrañeza</td><td>|</td><td>|</td><td></td></tr>
<tr><td>Encanto</td><td>|</td><td>|</td><td></td></tr>
<tr><td>Números cuánticos b y t</td><td>|</td><td>↓</td><td></td></tr>
<tr><td>Spin isotópico</td><td>↓</td><td></td><td></td></tr>
</table>

¿POR QUÉ ES DÉBIL LA INTERACCIÓN DÉBIL? EL BOSÓN *W*

En el capítulo 3 vimos que la interacción fuerte podía considerarse como un intercambio de mesones π virtuales. Esta manera de pensar en la interacción es útil y permitió a Yukawa predecir la existencia de mesones

antes de que se observaran realmente en el laboratorio. De manera análoga, podemos pensar en la interacción electromagnética como un intercambio de fotones. Para cada una de estas dos fuerzas hay una partícula que puede ser identificada con ella, partícula que «hace de intermediaria» en la interacción.

Los físicos (empezando por el mismo Yukawa), se han preguntado con frecuencia si esto no ocurre también en interacción débil Ninguna de las partículas que hemos estudiado hasta ahora cumple los requisitos para hacer de intermediaria en la interacción débil, pero quizás exista otra partícula todavía no descubierta que los cumpla. Aunque esta partícula hipotética no haya sido observada, ni directa ni indirectamente, en el laboratorio, se le ha dado ya un nombre. Es el *bosón vectorial* o partícula *W*[4] De las propiedades de la interacción débil podemos deducir muchas de las propiedades que esta partícula debe tener en el caso de que exista.

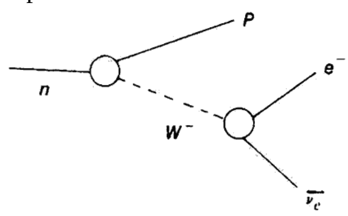


Fig. 100. Papel teórico del bosón vectorial en la desintegración beta

Para visualizar la acción de esta partícula en la interacción débil, observemos la figura 100. Un neutrón emite una partícula virtual *W* de carga negativa y se convierte en un protón. La partícula *W* se transforma entonces en un electrón y un antineutrino. La idea de que la interacción débil se transmite por medio de una partícula virtual coloca a la desintegración beta en el mismo plano conceptual que los procesos de la interacción fuerte y electromagnética.

En el diagrama vemos que el número bariónico y el número leptónico de esta partícula deben ser cero. Otras consideraciones un poco más técnicas muestras que el spin de esta partícula debe ser 1. Las partículas con spin par se llaman a menudo bosones (en honor de S. N. Bose, quien, junto con Albert Einstein, fue el primero en investigar algunas de sus propiedades). Las partículas con spin unidad se llaman partículas vectoriales, de manera

---

[4] *N del T* «Se detectó por primera vez en enero de 1983 en el C E R.N (Ginebra).

que muy frecuentemente se usa el término «bosón vectorial intermediario» o simplemente *bosón intermediario* para referirse a la partícula *W*.

Según la teoría «clásica» (es decir, anterior a 1967) de las interacciones débiles, la partícula *W* debía tener o bien carga positiva o bien carga negativa. Este requisito venía impuesto por el hecho de que en los experimentos las partículas que sufrían una desintegración débil también experimentaban un cambio de carga eléctrica Por ejemplo, en la desintegración beta, el neutrón se transforma en un protón y la partícula *W* que se intercambia tiene carga negativa

En el año 1967, Steven Weinberg del MIT dio una nueva orientación a la física, al publicar su primer artículo sobre una nueva idea, la llamada teoría de *gauge.* Como veremos, constituye una de las más apasionantes áreas de investigación de la física de partículas de los últimos años. En esta nueva teoría se introduce un tercer tipo de bosón vectorial sin carga que se simboliza por la letra *Z* (las consecuencias experimentales de la existencia de esta partícula se discutirán más tarde). En el lenguaje de la física de altas energías, las reacciones (como la desintegración beta) en las que se intercambia una partícula *W* con carga eléctrica se dice que son transmitidas por una *corriente cargada.* El término corriente se emplea aquí debido a la semejanza existente entre los dos procesos representados en la figura 101.

En el diagrama de la izquierda se ilustra la repulsión eléctrica entre dos electrones tal como se visualiza en física de partículas. Decimos que se intercambia un fotón para producir una fuerza y que la interacción se produce debido al intercambio de una *corriente electromagnética.* En el diagrama de la derecha, se representa la desintegración beta del neutrón de la misma manera. Se produce por el intercambio de un bosón *W* con carga, el cual recibe el nombre de corriente cargada. De un proceso semejante en el que se intercambiara una partícula *Z,* diríamos que se produce por el intercambio de una *corriente neutra.*

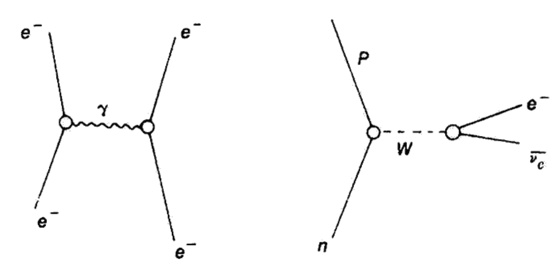


Fig. 101. Representación de dos interacciones electromagnética *(izquierda)* y desintegración beta *(derecha)*

Quizás el aspecto más prometedor de la hipótesis del bosón intermediario es el hecho de que sugiere una posible conexión entre la interacción débil y la interacción electromagnética. La idea de que cada tipo de interacción tenga sus reglas particulares no es muy atractiva para los físicos. Preferirían creer que, en un nivel más profundo, todas estas interacciones son iguales y que las diferencias que aparecen radican sólo en los detalles del desarrollo de cada interacción. Ya vimos un razonamiento de este tipo cuando hablamos del spin isotópico. La idea de que el neutrón y el protón son realmente la misma partícula y de que únicamente difieren en la orientación de su spin isotópico revirtió en una importante simplificación.

La misma clase de simplificación puede estar al alcance de la mano, gracias al bosón *W*, si empezamos a encontrar semejanzas entre la interacción débil y la interacción electromagnética. En la izquierda de la ilustración se muestra una interacción electromagnética típica que tiene lugar gracias al intercambio de un bosón *W*. Los esquemas son similares, pero sabemos que en el laboratorio la magnitud de las dos interacciones difiere en gran medida. Una manera de explicar esta diferencia es diciendo que las dos interacciones *son* diferentes. Otra manera es sugerir que las interacciones son la misma, aunque parecen distintas porque tienen lugar a través de la mediación de partículas de distinta masa.

Resulta que la intensidad de una interacción en la que media una partícula pesada como el bosón *W* es igual al «verdadero» valor de la intensidad de la interacción dividido por la raíz cuadrada de la masa de la propia partícula (daremos un significado más preciso del término intensidad en el próximo capítulo). Dado que la intensidad de la interacción débil es apro-

ximadamente 1.000 veces menor que la intensidad de la interacción electromagnética, los valores de las dos interacciones serán iguales si la masa del bosón *W* es aproximadamente $M_W \sim \sqrt{1.000} \approx 33$ G*e*V. Se trata de una masa muy grande, apenas al alcance de nuestra presente generación de aceleradores. No obstante, dado que la existencia de partículas *W* tiene implicaciones teóricas tan importantes, es, al igual que el quark, uno de los primeros entes que se buscan siempre que se pone en marcha un nuevo acelerador.[5]

LA CORRIENTE NEUTRA Y EL LEPTÓN PESADO: DOS IMPORTANTES DESCUBRIMIENTOS RECIENTES

Los últimos 5 años han sido testigos de algunos importantes avances en los aspectos experimentales de la física de las interacciones débiles. Uno de ellos es la disponibilidad de un haz de neutrinos de alta energía y de alta calidad en el Fermilab. Ya hemos descrito cómo se obtiene un haz de neutrinos. Ahora diremos cómo se usó uno de estos haces para demostrar la presencia de corrientes neutras en las interacciones débiles. Si hubiera únicamente corrientes cargadas (es decir, solamente bosones IV cargados) como se suponía en la teoría original de las interacciones débiles, entonces cada interacción desencadenada por un neutrino sería como la de la figura 102. Aparecería un neutrino y emitiría una partícula virtual *W* cargada, convirtiéndose así en un muón o un electrón, dependiendo de la clase de neutrino. Entonces el bosón *W* interactuaría con el blanco y produciría una cierta configuración final de partículas. Si observamos las reacciones inducidas por el neutrino en esta situación *siempre* veremos un leptón cargado (tanto un muón como un electrón) entre las partículas finales producidas. Esto se deduce de la ley de conservación de la carga.

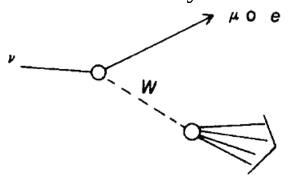


Fig. 102. Interacción de un neutrino de acuerdo con la teoría convencional.

[5] *N. del T* «El bosón Z fue descubierto en junio de 1983 en el CERN (Ginebra)».

Sin embargo, si hay comentes neutras podemos tener interacciones como la de la izquierda de la figura 103. Un neutrino puede emitir una partícula Z sin cambiar su identidad. Si observáramos un suceso de este tipo en un dispositivo que dependiera de la ionización (como la cámara de burbujas) no podríamos detectar el neutrino, de modo que veríamos algo como lo que se indica en la derecha de la figura 103. Un grupo de partículas finales aparecería de repente en el detector y no habría leptones entre ellas.

En 1973, un grupo que trabajaba con el haz de neutrinos en el Fermilab anunció que había observado sucesos de este tipo. Poco tiempo después, sucesos similares se observaron en el haz de menor energía del CERN (Centro europeo de investigaciones nucleares) en Ginebra. Las comentes neutras existían, y ello suponía un dato importante en favor de las nuevas teorías Llenaba también un importante hueco en nuestro conocimiento de las interacciones débiles.

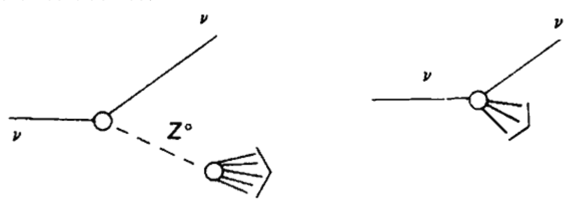


Fig. 103. Dispersión de un neutrino representado en términos de una corriente neutra.

Otro gran descubrimiento en la física de leptones se hizo en la universidad californiana de Stanford en el año 1975. Desde el descubrimiento del muón en 1930 y el experimento de los dos neutrinos en 1962, se daba por supuesto que existían cuatro leptones: el electrón, el muón y los dos neutrinos. Este hecho fue la base, como vimos, de la predicción teórica del encanto. Sin embargo, la pregunta de si hay leptones más masivos que el muón estaba todavía sin respuesta. El experimento de Stanford tenía como objetivo la búsqueda de estas partículas. Se realizó en el mismo anillo de almacenamiento electrón-positrón en el que se había descubierto la partícula ψ/J. Se observaron 64 sucesos del tipo $e^+ + e^- \rightarrow \mu + e$ + partículas no detectadas. Un suceso semejante es imposible según la física convencional. Si suponemos que hay un tercer leptón, el leptón τ (tau), éste deberá desintegrarse produciendo un muón o un electrón a través de las reacciones

$$\tau^- \rightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\tau$$

y

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

El ν_τ es el neutrino que (presumiblemente) está asociado con la nueva partícula. Es, entonces, posible una reacción como la que se ilustra en la figura 104, en la que el electrón y el positrón se aniquilan para formar un par de nuevos leptones, uno de los cuales se desintegra en un muón y el otro en un electrón.

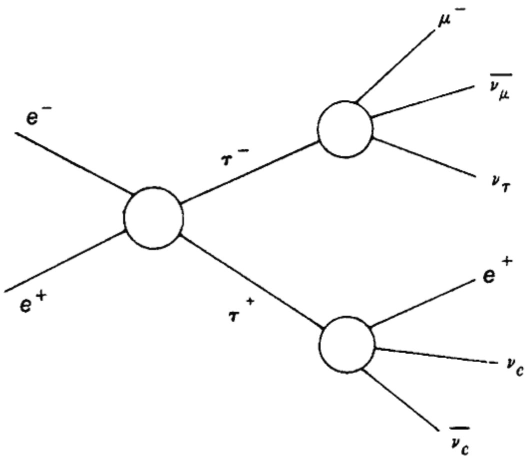


Fig. 104. Reacción que da lugar al leptón τ.

El anuncio de estos sucesos (que, por cierto, fue publicado en un artículo firmado por treinta y seis autores) se acepta actualmente como prueba de la existencia de un tercer leptón. La nueva partícula recibe el nombre de τ^- y tiene una masa de 1,8 G*e*V. En los demás aspectos es similar al muón y al electrón.

En la actualidad, pues, conocemos tres leptones pesados y nadie duda de que con el tiempo se observará un neutrino asociado con el leptón τ^-. Al igual que los quarks, los leptones parecen estar multiplicándose; y así como la idea de que debía haber una conexión entre quarks y leptones llevó a la predicción del número cuántico del encanto, el hecho de que haya ahora seis leptones ha llevado a los teóricos a sugerir la existencia de otro par de quarks, el quark *b* y el quark *t*. Cabe esperar que la siguiente generación de

aceleradores será capaz de detectar leptones todavía más pesados, y que, ante cada uno de ellos, los teóricos predecirán la existencia de otro par de quarks. Esto, a su vez, conducirá a la búsqueda de resonancias como la ψ/J y la Y para probar la existencia de los nuevos quarks. En resumidas cuentas, la creciente complejidad de los hadrones se ve acompañada por una creciente complejidad de las interacciones débiles.

14. Nuevas tendencias y viejos problemas

Pero se hizo viejo—
Este caballero tan valiente—
Y *sobre su corazón* cayó *una sombra*
porque no encontró
ningún pedazo de tierra
que pareciera Eldorado

—EDGAR ALLAN POE. «Eldorado»

UN SUEÑO MUERE, OTRO NACE: LAS TEORÍAS DEL CAMPO UNIFICADO

La perspectiva sugerida por la proliferación de los quarks de que la realidad en la naturaleza deba buscarse a un nivel más profundo que los sondeados hasta ahora es un tanto descorazonadora. En el pasado, para crear un nuevo nivel de partículas siempre ha sido necesario multiplicar la energía por mil. Se necesitaban energías del orden del electrón-voltio para explorar el átomo, del orden del M*e*V para explorar el núcleo y del orden del G*e*V para explorar las partículas elementales. Si ésta es una regla general, necesitaremos energías del orden del T*e*V para explorar los propios quarks y energías de miles de T*e*V para ir más allá. Considerando el tremendo coste de construir una máquina de tan sólo 1 T*e*V, es muy poco probable que se construyan máquinas de mucha mayor energía en un futuro próximo.

Además, la obstinada negativa de los quarks a dejarse ver, unida a las ideas de la teoría del confinamiento, nos hace temer que aun en el caso de que dispusiéramos de estas energías, podríamos ser incapaces de estudiar directamente los quarks. De ser así, nos veremos obligados a estudiar la supuesta estructura de quarks de un modo indirecto, a través de las partículas elementales, lo cual constituye una tarea extremadamente difícil.

Por el momento, el sueño de explicar el mundo físico en términos de unos cuantos componentes estructurales básicos no parece realizable. ¿Debemos, pues, abandonar la idea de que la naturaleza es, en alguno de sus planos, básicamente simple?

No necesariamente. A pesar del aparente atasco en el terreno de los quarks, se están realizando importantes avances en otra dirección. Se trata de las teorías del campo unificado. En este dominio, la simplicidad buscada es muy diferente de la que hemos perseguido en este libro. El camino que nos condujo a los quarks empezó con la suposición de que la naturaleza era simple en el sentido de que se podía dar razón de la materia en términos de unos pocos constituyentes. Buscábamos, en otras palabras, la simplicidad estructural. Pero hay otro tipo de simplicidad. Es posible concebir un mundo cuyos procesos sean explicables a partir de unos pocos principios generales. Esta simplicidad es de naturaleza abstracta e intelectual, como la que se da en la geometría plana, donde todas las propiedades de las figuras se derivan de unos pocos postulados básicos.

En la práctica, esta búsqueda de simplicidad intelectual no ha estado asociada tanto a la estructura misma de las partículas como a sus interacciones. Así, en lugar de concentrarse en la búsqueda de quarks, los teóricos de este campo se han ocupado de las interacciones fundamentales entre partículas elementales.

De hecho, conocemos sólo cuatro interacciones. Hemos mencionado la fuerza fuerte, la fuerza débil y la fuerza electromagnética Si añadimos la familiar fuerza de la gravedad, tendremos la lista completa En todo proceso deben intervenir una o más interacciones de esta lista.[6] La fuerza de la gravedad se explica por la teoría de la relatividad general de Einstein. Las leyes de esta teoría nos permiten calcular la atracción gravitacional entre dos objetos cualquiera, pero nada nos dicen sobre las fuerzas nucleares o electromagnéticas que puedan actuar al mismo tiempo. Para estudiar estas otras fuerzas debemos recurrir a otras teorías que nos dirán cómo calcular las fuerzas eléctricas que intervienen en cada situación, pero serán incapaces de dar cuenta de los efectos gravitacionales.

---

[6] Algunos físicos han postulado la existencia de una quinta interacción, que llaman «superdébil» pero hasta ahora no hay datos que la apoyen.

Esta especie de compartimentación de las fuerzas básicas es perturbadora. Ante ella, los físicos teóricos tienden a creer que hay una unidad subyacente a las distintas interacciones y que las diferencias observadas se deben a detalles menos fundamentales. La introducción del bosón vectorial (ver cap. 13) fue un resultado de esta creencia: se supuso que la interacción débil y la interacción electromagnética tienen realmente la misma intensidad y que sólo difieren porque las partículas intercambiadas en las dos interacciones, el bosón *W* y el fotón, son distintas.

Muchos grandes físicos han dedicado tiempo y esfuerzo a la elaboración de una teoría de campo unificado, una teoría que dé cuenta de las cuatro clases de interacciones con un mismo conjunto de principios. Einstein, por ejemplo, dedicó la mayor parte de los últimos años de su vida a un infructuoso intento de aportar esta clase de unificación a la física. Werner Heisenberg también lo intentó. El hecho de que ninguno de estos dos genios de la física lo lograran da una idea de las tremendas dificultades inherentes a la formulación de una teoría del campo unificado.

Sin embargo, la búsqueda de una teoría tal está reviviendo con gran ímpetu entre los físicos teóricos. Antes de comentar las investigaciones realizadas en esta área, quizá convenga hacer un resumen de lo que sabemos sobre las cuatro interacciones básicas.

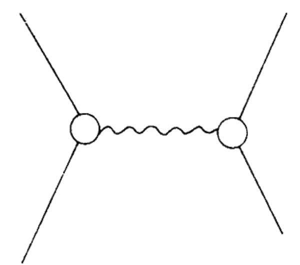


Fig. 105. Representación del proceso teórico que ocurre en las cuatro interacciones.

Cada una de estas interacciones se produce en un proceso semejante al que se ilustra en la figura 105. Se genera una fuerza cuando se intercambia una partícula intermediaria entre dos objetos. Podemos pensar que la interacción está gobernada por dos factores: La probabilidad de que se emita la partícula virtual intercambiada y la identidad de esta partícula de intercambio. A partir de estos dos factores se puede determinar la intensidad de la interacción.

La probabilidad de que se emita la partícula virtual recibe el nombre de *intensidad desnuda* de la interacción. La intensidad real que se mide en el laboratorio depende de la intensidad desnuda y del tipo de partículas virtuales que intervienen Aunque la conexión entre las dos intensidades es algo complicada, es posible hacerse una idea de cómo obtenerla recordando los razonamientos hechos sobre las partículas virtuales en el capítulo 3. Vimos que la distancia que estas partículas virtuales podían correr (y, por tanto, el alcance de una fuerza particular) venía dada por

$$d \approx \frac{h}{MC}$$

donde *M* es la masa de la partícula virtual. El razonamiento básico subyacente a la introducción del bosón *W* en el capítulo 13 era que aunque la intensidad desnuda de las interacciones débiles y electromagnéticas fuera la misma, el alcance de la fuerza débil sería muy pequeño debido a la gran masa del bosón *W*. En consecuencia, la intensidad real de la interacción débil sería pequeña si se mide, por ejemplo, en la escala de tiempos asociada a las desintegraciones débiles. La esperanza de la teoría del campo unificado es que un día se encontrarán conexiones similares en todas las demás interacciones.

Tenemos una idea clara de la naturaleza de las partículas que se intercambian en las interacciones fuerte, débil y electromagnética. Por lo que respecta a la interacción gravitatoria, se supone que también tiene lugar mediante el intercambio de una partícula llamada gravitón. Como el fotón, es una partícula sin masa, pero tiene spin 2, a diferencia del fotón, cuyo spin es 1 No ha sido detectado aún en el laboratorio pero existen pocas dudas sobre su existencia.

En la siguiente tabla resumimos lo que sabemos sobre las cuatro interacciones Las intensidades observadas se dan en una escala en la que la interacción fuerte tiene intensidad uno.

Interacción	Intensidad observada	Alcance	Partícula intercambiada
Fuerte	1	10^{-13} cm	Hadrones
Electromagnética	1/137	Infinito	Fotón
Débil	10^{-5}	10^{-15} cm	*W*
Gravitacional	6×10^{-39}	Infinito	Gravitón

TEORÍAS DE GAUGE

En 1967 Steven Weinberg de MIT, seguido independientemente unos meses más tarde por Abdus Salam, del Centro Internacional de Investigación de Física Teórica de Trieste, dieron un gran paso adelante hacia el establecimiento de la teoría de campo unificado. Usando una técnica matemática denominada *simetría de gauge*, lograron construir una teoría que unificaba las interacciones débil y electromagnética. Así, las interacciones electromagnéticas (que se producen por medio del intercambio de un fotón) y las interacciones débiles (que se producen mediante el intercambio de los bosones intermediarios *W* y *Z*) no son más que dos casos de intercambio de partículas de una misma familia. En este sentido, no hay dos interacciones, sino una.

Quizás un ejemplo algo más familiar nos aclarará esta idea. Hemos visto que la fuerza de cohesión del núcleo se manifiesta gracias a un intercambio de mesones π. En el núcleo, tanto el mesón π neutro como el mesón π positivo y el mesón π negativo participan en este proceso de intercambio. Sin embargo, no consideramos que las fuerzas fuertes asociadas al intercambio de cada uno de los distintos mesones π sean distintas en algún sentido fundamental, ya que los mesones sólo difieren entre sí en la orientación de su spin isotópico. La fuerza asociada al pión neutro se considera idéntica a la fuerza asociada al pión cargado (excepto por detalles de menor importancia). De modo paralelo, las teorías de gauge identifican las fuerzas asociadas al intercambio de un fotón (las fuerzas electromagnéticas) con las asociadas a los bosones *W* y *Z* (las fuerzas débiles).

Podemos hacemos una idea de qué dicen las teorías de gauge con el siguiente ejemplo. Supongamos que tenemos una caja que contiene el mismo número de manzanas y naranjas. Reemplacemos ahora cada manzana por una naranja, y viceversa, y preguntémonos qué propiedades de la caja habrán cambiado tras esta operación. Más precisamente, preguntémonos qué restricciones debemos imponer a cada una de las manzanas y naranjas para que una propiedad dada de la caja sea la misma antes y después del intercambio.

Por ejemplo, podemos exigir que el peso de la caja no varíe. Este requisito ser cumplirá siempre que *cada* manzana se sustituya por una naranja y viceversa, sean cuales sean los pesos relativos de las dos frutas. Podríamos decir pues, que el peso total es invariante bajo la operación de sustitución. Otro ejemplo de este tipo de invariancia se da en las interacciones fuertes, donde decimos que la interacción es la misma si sustituimos los protones por neutrones y viceversa. Esto es lo que llamamos el requisito de invariancia del spin isotópico de la interacción fuerte.

Las manzanas y naranjas deberán satisfacer requisitos mucho más estrictos si consideramos otro tipo de operación. Supongamos que exigimos que el peso de la caja no varíe al sustituir aleatoriamente cada pieza de fruta por una manzana o una naranja.

Dado que ahora el tipo de fruta que ocupa cada lugar de la caja es el resultado de una selección al azar, el peso total únicamente permanecerá constante si el peso de cada una de las manzanas y naranjas es el mismo. Evidentemente, exigir la invariancia respecto de este tipo de intercambio es mucho más restrictivo que en nuestro ejemplo anterior.

La analogía hadrónica de este intercambio aleatorio sería que la teoría predijera que las magnitudes mensurables tuvieran los mismos valores tras el intercambio arbitrario de protones y neutrones en cada punto del espacio. Las teorías que satisfacen este requisito se dice que son invariantes respecto a simetrías de gauge y se llaman teorías de gauge. Utilizo el plural porque en la actualidad hay muchas teorías que incorporan esta característica.

Las teorías de gauge son atractivas para los físicos por varias razones. En primer lugar, son estéticamente agradables porque reducen el número de interacciones fundamentales de cuatro a tres. Sugieren asimismo líneas de investigación que pueden llegar a reducir incluso más este número de interacciones, líneas de investigación que se siguen en la actualidad con gran entusiasmo. Además consiguen suprimir algunas viejas dificultades de la teoría de las interacciones débiles. En esencia, las teorías de gauge muestran que ciertos cálculos, que de acuerdo con la vieja teoría daban valores infinitos a ciertas secciones eficaces, eran incompletos porque no incluían los efectos del bosón vectorial neutro Incluyendo esta partícula se anulan, en efecto, los términos que tienden a infinito en el cálculo mencionado. En lenguaje más técnico, los teóricos afirman que las teorías de gauge permiten renormalizar la teoría de las interacciones débiles. Finalmente, las

teorías de gauge predicen la existencia de reacciones de corriente neutra, predicción que ha sido confirmada experimentalmente.

Para no dar la impresión de que no existe conexión alguna entre las teorías de gauge y la idea de los quarks, voy a referirme a una de las teorías de gauge que es tema «de última hora» en la investigación actual. Se trata de una hipótesis según la cual la interacción entre quarks puede ser descrita por una teoría de gauge. Esta teoría no está motivada, como lo estaba la teoría original de Weinberg-Salam, por un deseo de unificar las interacciones. De hecho, no se intenta relacionar la interacción fuerte con ninguna otra cosa, sino que se trata simplemente de un intento, hasta ahora muy fructífero, de aplicar los conceptos de las teorías de gauge al problema de los hadrones.

La teoría a la que me refiero es la *cromodinámica cuántica* El prefijo «cromo» hace referencia al hecho de que en esta teoría los quarks que componen los hadrones tienen un nuevo número cuántico llamado color. La fuerza entre estos quarks se transmite por ocho partículas pesadas de spin uno, llamadas *gluones* porque mantienen unido al hadrón (en inglés «glue» significa «cola»). Los gluones tienen la propiedad de transmitir el número cuántico del color de un quark a otro, de manera análoga a como los piones cargados de los núcleos transportan la carga eléctrica de un nucleón a otro. En realidad, si comprendemos el papel del mesón π en el núcleo, tendremos una buena imagen del papel de los gluones en las partículas elementales.

La cromodinámica cuántica sufrió un gran impulso durante el verano de 1979. Un numeroso grupo de investigadores del centro alemán DESY (Deutsche Elektronen Synchrotron) de Hamburgo, entre los que se encontraba Samuel Ting (quien, como se recordará, compartió el descubrimiento de la ψ/*J*), anunciaron los resultados de un experimento que proporcionó sólidos indicios de la existencia de gluones. En las colisiones de alta energía normales, las partículas tienden a producirse en delgados chorros, llamados «jets». Generalmente hay un jet que se mueve en la dirección de cada una de las dos partículas que colisionan. Podemos interpretar este fenómeno pensando que cada una de las partículas se reduce a pedazos como resultado de la colisión. Estos pedazos forman dos grupos de partículas que continúan moviéndose en la dirección que llevaban antes de la colisión, y así se alejan en direcciones opuestas.

El grupo de Hamburgo descubrió que en un número apreciable de colisiones de alta energía entre electrones y positrones se podía detectar un

tercer jet. Este jet debía estar asociado al «arranque» de un gluón en la colisión y su subsiguiente desintegración en partículas ordinarias.

Ha habido también algunos intentos de formular una teoría que lleve la unificación de Weinberg-Salam un paso más allá y englobe la interacción fuerte, débil y electromagnética. Estas teorías reciben el nombre de *esquemas de gran unificación* y son todavía altamente especulativas, aunque poseen una característica muy interesante: debido a la conexión entre la interacción débil y la interacción fuerte, hay alguna probabilidad de que el protón no sea estable sino que sufra desintegración. Según estas teorías, la vida media del protón es de alrededor de 10^{31} años, un tiempo que, como vimos en el capítulo 2, se encuentra justamente en el presente límite experimental de observación.

Tanto si la cromodinámica cuántica y los esquemas de gran unificación resultan ser correctos como si, al igual que muchos de sus predecesores, deben ser enterrados en el cementerio de las teorías interesantes pero incorrectas, el principio de invariancia de gauge, que ha ocasionado la unificación de las interacciones débiles y electromagnéticas, ha representado un enorme avance en nuestra búsqueda de la simplicidad. Por su trabajo en las teorías de gauge, Weinberg, Salam y Sheldon Glashow (de la Universidad de Harvard) compartieron el Premio Nobel en 1979.

PROBLEMAS EXPERIMENTALES SIN RESOLVER

Los problemas más importantes con que se enfrenta la física de altas energías en este momento están relacionados con la búsqueda de partículas cuya existencia afirman los físicos teóricos pero que hasta ahora no se han encontrado. Hemos hablado ya de dos partículas de este tipo, el quark y el bosón vectorial intermediario. Dado que la extrema importancia de ambas partículas en nuestra concepción actual de la naturaleza, la recompensa (tanto profesional como personal) para quien las descubra será muy elevada. De ahí que las investigaciones se lleven a cabo de una manera intensa y exhaustiva.

Hay, sin embargo, otra clase de partículas *hipotéticas* que por una u otra razón son suficientemente importantes para que se busquen con insistencia.

Damos a continuación una corta lista de estas partículas. Se debe tener presente que algunas de ellas (o todas) pueden no ser más que el producto de la imaginación de los físicos teóricos.

Leptones pesados. Una de las tendencias predominantes en la labor teórica reciente sobre los quarks es la idea de que existe alguna simetría entre los quarks y los leptones. Cada vez que se descubre un nuevo leptón, esperamos encontrar un nuevo par de quarks. La pregunta evidente, por tanto, es: «¿Cuántos leptones hay?» Es de esperar que a lo largo de la próxima década se llevará a cabo una continua búsqueda de estas partículas y de aquellas resonancias que indican la presencia de nuevos quarks.

Monopolos magnéticos. La idea de simetría impregna la física moderna. Hay, sin embargo, un caso de asimetría manifiesta, una asimetría tan evidente que es probable que la mayoría de nosotros no hayamos pensado nunca en ella. Sabemos que la carga eléctrica se presenta en múltiplos de una carga fija (la carga del electrón). Ahora bien, la electricidad y el magnetismo están íntimamente relacionados y. sin embargo, no sabemos de nada en la naturaleza que sea el equivalente magnético de una carga eléctrica individual. Los polos magnéticos siempre aparecen en pares (cada imán tiene su polo positivo y negativo). Los físicos han especulado sobre la existencia de un polo norte o un polo sur aislado y denominan a un objeto tal *monopolo magnético.*

Si los monopolos existen, las leyes de la mecánica cuántica nos dicen que deben tener una gran intensidad (tan grande que producirían 10.000 veces más iones en la cámara de burbujas que un protón). Esto los debería hacer relativamente fáciles de detectar. En este preciso momento (1979) se presume que un monopolo ha sido detectado; la prueba sería una gruesa traza en una emulsión fotográfica a bordo del Skylab. De todos modos, y al igual que sucede con los quarks, cada vez que se pone en funcionamiento un nuevo acelerador se inicia la búsqueda ritual de monopolos.[7]

[7] *N del T.* «A pesar de esporádicos anuncios de detección de monopolos, hasta la fecha (1985) ninguna prueba de su existencia ha sido refrendada por la comunidad científica».

Mencionemos de pasada que la existencia de monopolos nos permitiría explicar por qué la carga eléctrica se presenta en múltiplos de la carga fundamental del electrón. Esto se seguiría de las leyes básicas de la mecánica cuántica.

Taquiones. Se dice muy a menudo que, según la teoría de la relatividad, nada puede moverse a una velocidad mayor que la de la luz En realidad esto no es del todo cierto. Lo que afirma la teoría de la relatividad es que ninguna partícula que se mueva *ahora* con una velocidad menor que la de la luz puede ser acelerada hasta alcanzar (o sobrepasar) la velocidad de la luz. No hay ninguna razón, sin embargo, por la que no puedan existir partículas que se muevan a velocidades mayores que la de la luz, a condición de que siempre se hayan movido a estas velocidades.

En otras palabras, la velocidad de la luz actúa más como un telón que como una barrera. Al otro lado del telón hay partículas que siempre se mueven más deprisa que la luz. Estas partículas hipotéticas se denominan *taquiones.* A nuestro lado del telón están las partículas que siempre se mueven más despacio que la luz, partículas a las que algunas veces nos referimos como *tardiones.* Todo lo que la relatividad nos dice es que es imposible cruzar el telón, de uno u otro lado.

La existencia de los taquiones y, en el caso de que existan, qué propiedades tienen son problemas abiertos. Si los taquiones existieran en realidad y si se pudieran usar para enviar señales, tendríamos un medio de comunicación virtualmente instantánea con cualquier punto del Universo. Por ejemplo, siempre he tenido el presentimiento de que la razón de que nunca hayamos recibido señales de radio procedentes de civilizaciones extraterrestres es que cualquier tecnología *realmente* avanzada usaría taquiones para comunicarse y no pensaría en usar la radio más de lo que pensamos nosotros en usar señales de humo. Así, la búsqueda de taquiones es un aspecto de la física de altas energías que puede tener consecuencias filosóficas de largo alcance

LA DESINTEGRACIÓN DEL PROTÓN

Las teorías de gran unificación, al considerar que, en cierto sentido, todas las fuerzas son equivalentes, sugieren una posibilidad interesante. ¿Qué ocurriría si existiera un proceso mediante el cual un protón se desintegrara

en un positrón y algunos mesones? Esto está prohibido, puesto que una desintegración de este tipo violaría el principio de conservación del número bariónico Sin embargo, según muchas teorías de unificación hay una minúscula probabilidad de que ello ocurra. De acuerdo con estas teorías, la vida media del protón es de unos 10^{31} años, valor muy próximo al presente límite de 10^{30} años discutido en el capítulo 2.

Estimulados por estas predicciones, los físicos preparan algunos experimentos para decidir si el protón puede o no desintegrarse. Estos experimentos serán tan precisos que en caso de no detectarse ninguna desintegración se podrá elevar la vida media del protón a 10^{31} o 10^{32} años. La técnica general consiste en disponer detectores alrededor de un gran tanque lleno de agua (la pequeñísima probabilidad de desintegración se compensa por el gran número de protones observados) para observar los productos finales de la desintegración de un protón ocasional. Un resultado positivo daría un tremendo impulso a la teoría del campo unificado. Probablemente no se dispondrá de resultados hasta finales de 1981 o principios de 1982.[8]

PROBLEMAS TEÓRICOS SIN RESOLVER

En el momento actual, los físicos teóricos están muy ocupados desarrollando las ideas que han surgido a consecuencia de las teorías de gauge e intentando extender el principio de unificación a las cuatro interacciones. Tardaremos aún algunos años en saber si estos intentos serán o no fructíferos. Mientras tanto, la proliferación de quarks y de leptones nos induce a pensar que las teorías basadas en los quarks quizá deban ser reemplazados por teorías basadas en «subquarks» Ésta es una perspectiva particularmente poco atractiva aunque, en definitiva, es algo que quizá muy pronto no tengamos más remedio que aceptar. Incluso en el caso de que logremos formular una teoría del campo unificado que identifique las interacciones fundamentales a un cierto nivel, deberemos enfrentarnos todavía al problema de encontrar una teoría simple de la materia que ponga orden en el de repente complejo mundo de los quarks.

Estos son los que podríamos llamar problemas a corto plazo; pero hay otras cuestiones más fundamentales que los físicos teóricos empiezan a

[8] *N. del T.:* «Hasta la fecha (1985) no se ha detectado la desintegración de ningún protón».

considerar. Así, por ejemplo, se preguntan por qué los valores de las constantes fundamentales de la naturaleza son los que son.

Por ejemplo, una constante fundamental es ciertamente la carga del electrón. Lo hemos considerado como un número que puede ser determinado experimentalmente y que no es más que un dato en lo que respecta a la teoría. En otras palabras, en toda teoría que trata de partículas con carga eléctrica, el valor de la carga se determina experimentalmente.

No obstante, es evidente que esto no sería así en la teoría definitiva. En tal teoría, las cargas y las masas de las partículas se obtendrían a partir de primeros principios, de manera análoga a como en geometría plana las propiedades de las figuras se siguen de los postulados de Euclides. Una teoría de estas características debería incluso predecir el valor de la constante de Planck, en vez de determinarlo experimentalmente.

Desde luego, estamos aún muy lejos de algo que pueda considerarse una teoría definitiva, aunque un esbozo fue avanzado en 1961 por Geoffrey F. Chew de la Universidad de California en Berkeley. Se trata de la llamada teoría de *bootstrap,* y aunque ha caído en el olvido, siempre ha sido una de mis favoritas.

La idea básica del bootstrap es que debe haber un pequeño número de principios que gobiernen el comportamiento de las partículas. Algunas de las leyes de conservación que hemos discutido, por ejemplo, se encontrarán entre ellos. El único requisito que se impone a esta colección de primeros principios es que sea lógicamente consistente, es decir, que no dé lugar a contradicciones. En su expresión más radical, la teoría del bootstrap afirma que hay un solo conjunto de principios consistente desde un punto de vista lógico, conjunto, pues, que incluye los únicos principios que pueden operar en el mundo. En respuesta a la pregunta: «¿Por qué el mundo es cómo es?», el defensor de la teoría de bootstrap contesta que es así porque no puede ser de otra manera sin dejar de ser lógicamente consistente. Es una idea profunda, pero sólo nos indica cómo podría surgir una teoría definitiva. Las dificultades de formularla con precisión y obtener predicciones a partir de ella la han colocado en un segundo plano, aunque quizás algún día vuelva a entrar en escena.

EPÍLOGO

A lo largo de este libro nos hemos adentrado en zonas más y más profundas de la «realidad» del mundo físico. El átomo, el núcleo y la partícula elemental nos han abierto las puertas a realidades cada vez más profundas. Actualmente, el nivel más interno al que somos capaces de descender (los quarks) presenta los mismos síntomas que observamos en cada uno de los anteriores. Hemos modificado tantas veces nuestra visión de la realidad que es muy posible que tengamos que hacerlo de nuevo en el futuro. ¿Revelarán los próximos años nuevas zonas por ahora insospechadas, como si la realidad fuera una inimaginable cebolla cósmica o, por el contrario, podremos concluir la búsqueda en el nivel donde ahora nos encontramos?

El tiempo lo dirá.

APENDICE A

Premios Nobel concedidos por trabajos discutidos en este libro[9]

Año	Nombre	País	Trabajo	Capítulo
1906	Joseph J. Thomson	Reino Unido	Descubrimiento del electrón	1
1908	Ernest Rutherford	Reino Unido	Identificación de emisiones radiactivas	1
1921	Albert Einstein	Suiza	Efecto fotoeléctrico	1
1922	Niels Bohr	Dinamarca	Estructura del átomo	1
1927	Charles T. R. Wilson	Reino Unido	Cámara de niebla	4
1932	Werner Heisenberg	Alemania	Mecánica cuántica	3
1933	Paul A. M. Dirac Erwin Schrödinger	Reino Unido Austria	Trabajos en mecánica cuántica	4 3
1935	James Chadwick	Reino Unido	Descubrimiento del neutrón	2
1936	Carl D. Anderson	EE.UU.	Descubrimiento del positrón	4
1939	Ernest 0. Lawrence	EE.UU.	Desarrollo del ciclotrón	6
1945	Wolfgang Pauli	Austria	Principio de exclusión	12
1949	Hideki Yukawa	Japón	Predicción de mesones	3
1950	Cecil F. Powell	Reino Unido	Técnicas de emulsión fotográfica y descubrimiento de mesones π	5
1951	John D. Cockcroft Ernest T. S Walton	Reino Unido Irlanda	Transmutación de los elementos	6
1957	Tsung-Dao Lee Chen Ning Yang	EE.UU. EE.UU.	Violación de la paridad	13
1958	Pavel A. Cerenkov	U.R.S.S.	Contador Cerenkov	7

[9] Esta lista no incluye todos los premios Nobel de física nuclear y de partículas; en ella sólo aparecen aquellos que han sido discutidos en el libro.

1959	Owen Chamberlain Emilio Segré	EE.UU. EE.UU.	Descubrimiento del antiprotón	7
1960	Donald A. Glaser	EEUU.	Desarrollo de la cámara de burbujas	7
1961	Robert Hofstadter	EE.UU	Determinación de la forma del protón y de los núcleos	6
1968	Luis W. Alvarez	EE.UU.	Estudio de partículas inestables	7
1969	Murray Gell-Mann	EE.UU.	Física teórica	9
1976	Burton Richter Samuel C. C. Ting	EEUU. EE.UU.	Descubrimiento de la partícula ψ/J	12
1979	Sheldon Glashow Abdus Salam Steven Weinberg	EEUU. Pakistán EE.UU.	Teoría de las interacciones débiles	14

APÉNDICE B

Algunos símbolos comunes

A	Número de nucleones de un núcleo (número másico)
B	Un campo magnético
c	Velocidad de la luz
h	Constante de Planck
1	Spin isotópico
J	Spin
m_P	Masa del protón
m_e	Masa del electrón
Q	Carga total de una partícula
S	Extrañeza
σ	Sección eficaz
Z	Carga total de un núcleo (número atómico)

APÉNDICE C

Catálogo de partículas (inestables)

Nombre	Símbolo	Características	Capítulo
Mesón |μ (muón)	μ	Leptón	5
Mesón π (pión)	π	Mesón	5
Lambda	Λ°	Barión extraño	5
Mesón *K* (kaón)	*K*	Mesón extraño	5
Delta	Δ	Barión no extraño	7
Mesón ϱ	ϱ	Mesón no extraño	7
Sigma	Σ	Barión extraño	7
Cascada	Ξ	Barión doblemente extraño	7
Sigma 1.385	Σ(1385)	Resonancia extraña	7
Omega negativo	Ω^-	Barión triplemente extraño	10
psi/J	ψ/J	Mesón que contiene quarks encantados	12
Mesón D	*D*°	Mesón encantado	12
Ypsilón	Y	Mesón que contiene el quark *b*	12
Mesón τ	τ	Leptón pesado	13

Catálogo de partículas (estables)

Nombre	Símbolo	Características	Capítulo
Electrón	*e*	Leptón	1
Fotón	γ	Luz	1
Neutrino	ν	Leptón	2, 13
Protón	*p*	Barión	1
Neutrón	*n*	Barión	2
Positrón	e^+	Antielectrón	4

En general una antipartícula se designa trazando una línea sobre el símbolo de la partícula. Por ejemplo el antiprotón se denota por $\bar{p}$, y así sucesivamente.

Glosario

Los siguientes términos son importantes en cualquier discusión sobre partículas elementales El número entre paréntesis se refiere al capítulo donde el término se introduce o discute.

Acelerador lineal (6): acelerador que acelera las partículas en línea recta.

Anillos de almacenamiento (6, 12): dispositivos en los que, mediante campos magnéticos, se mantiene a partículas aceleradas dando vueltas en el interior de un anillo toroidal

Átomo (1): parte «indivisible» de la materia cuya existencia fue postulada por primera vez por los griegos y que en la actualidad se sabe que consta de un núcleo alrededor del cual giran electrones.

Barión (8): cualquier hadrón cuyo conjunto final de productos de desintegración contenga un protón.

Bosón intermediario IV (12): partícula de intercambio en la desintegración beta y otras interacciones débiles. Fue detectado experimentalmente por primera vez en enero de 1983 en el CERN (Ginebra).

Búsqueda geológica (11): tipo de investigación cuyo objetivo es la búsqueda de quarks presumiblemente atrapados en diversos materiales de la tierra.

Bootstrap, teoría del (14): una teoría de partículas elementales en la que la consistencia lógica es el requisito esencial.

Cámara de burbujas (7): dispositivo de detección en el que la traza de una partícula que atraviesa la cámara viene señalada por una serie de burbujas que se forman alrededor de átomos ionizados.

Cámara de niebla de Wilson (4): dispositivo de detección empleado en los primeros experimentos que señala el paso de partículas cargadas por la

presencia de gotitas que se condensan sobre los iones creados por la partícula.

Camino óctuple (Eightfold Way) (9): método de agrupar las partículas elementales que revela algunas regularidades en sus propiedades.

Ciclotrón (6): máquina que acelera protones a altas energías.

Color (12): atributo de los quarks que les permite configurarse en modos que parecen violar el principio de exclusión de Pauli.

Conjugación de la carga (8): operación matemática que convierte una partícula en su antipartícula.

Conservación, leyes de (13): cualquier regularidad observada en la naturaleza que indique que una cantidad particular (la carga eléctrica por ejemplo) es la misma antes y después de una reacción.

Conservación del número leptónico (13): regla que establece que el número de leptones antes y después de una interacción debe ser el mismo.

Contador de centelleo (1): detector de partículas que emite un destello de luz cuando una partícula incide sobre él.

Contador Cerenkov (1): dispositivo que identifica las partículas que lo atraviesan mediante fogonazos de luz generados de modo análogo a una explosión sonora.

Contador Geiger (1): dispositivo que detecta iones creados por partículas cargadas.

Corriente neutra (13): objeto sin carga que se intercambia cuando un neutrino es dispersado por un hadrón.

Democracia nuclear (7): la idea de que cada partícula es igualmente «elemental».

Desintegración beta (2): proceso por el que un neutrón se desintegra en un protón, un electrón y un neutrino. Si este proceso ocurre cuando el neutrón se encuentra dentro del núcleo, hablamos de desintegración beta nuclear.

Dualidad onda-partícula (3): un supuesto dilema ocasionado por el hecho de que las partículas del mundo subatómico se pueden comportar tanto

como ondas o como partículas. El carácter ondulatorio o corpuscular viene determinado por la naturaleza del experimento.

Electrón (1): pequeña partícula negativamente cargada que normalmente gira alrededor del núcleo de un átomo

*Electrón-voltio (abreviadamente e*V) (5): energía adquirida por un electrón sometido a una diferencia de potencial de un voltio.

Energía (4): capacidad de realizar trabajo. Se presenta de muchas maneras (cinética, potencial, energía de masa...) y se conserva.

Espectrómetro magnético (12): dispositivo que se basa en la curvatura de las partículas sometidas a un campo magnético para seleccionar los que poseen un momento lineal determinado.

Extrañeza (5, 8): propiedad de las partículas elementales que gobierna su velocidad de desintegración.

Fermi (abreviadamente F) (1): unidad de longitud equivalente a 10^{-13} cm, aproximadamente el diámetro del protón.

Fermilab (6): «Fermi National Accelerator Laboratory», el acelerador más grande del mundo situado cerca de Chicago.

Fotón (1): «partícula» asociada con la luz.

Fuerza débil (2): fuerza que rige procesos, como la desintegración beta, que se producen lentamente en la escala nuclear de tiempos.

Fuerza fuerte (2, 3): fuerza o interacción responsable de la cohesión del núcleo.

GeV (5): unidad de energía que corresponde a 10^9 (giga) electrón voltios.

Hadrón (7): cualquier partícula que participa en la interacción fuerte.

Ion (1): átomo que ha perdido uno o más electrones y ha pasado a adquirir carga positiva.

keV (5): unidad de energía que corresponde a 1.000 (kilo) electrón voltios.

Leptón pesado (13): partícula con propiedades similares al electrón o el mesón u pero más masiva que ellos.

Mesón (5. 8): originalmente, cualquier partícula cuya masa esté comprendida entre la del electrón y la del protón. En términos modernos, cualquier partícula entre cuyos productos de desintegración no haya bariones.

MeV (5): unidad de energía correspondiente a 10^6 (mega) electrón voltios.

Monopolo magnético (14) hipotética partícula que tiene un solo polo magnético.

Neutrino (2, 13): partícula sin carga y de masa nula emitida en el proceso de la desintegración beta.

Neutrino μ (13): neutrino emitido en la desintegración del mesón μ.

Neutrón (2): partícula de aproximadamente la misma masa que el protón pero sin carga eléctrica.

Núcleo (1): centro positivamente cargado del átomo, compuesto de protones y neutrones.

Nucleón (2): término con el que se denomina indistintamente al protón y al neutrón.

Pauli, principio de exclusión (12): principio que establece que dos partículas de spin 1/2, como los electrones, no pueden ocupar el mismo estado.

Paridad (8): operación matemática que, esencialmente, consiste en intercambiar la derecha con la izquierda.

Positrón (4): antipartícula del electrón.

Principio de Incertidumbre (3): principio que establece la imposibilidad de medir a la vez el momento y la posición de una partícula con infinita precisión.

Protón (1): partícula positivamente cargada que constituye el núcleo del átomo de hidrógeno.

Planck, constante de (1, 3): constante fundamental de la naturaleza que es esencial en la mecánica cuántica.

Quark (9): partícula hipotética que se considera el constituyente básico de las partículas elementales.

Quark b (12): uno de los nuevos quarks cuya existencia se puso de manifiesto con el descubrimiento de la partícula Y.

Quark c (12): quark cuya existencia se estableció con el descubrimiento de la partícula ψ/J. Es portador del número cuántico del encanto.

Quark t (12): pareja del quark *b* cuya existencia todavía no se ha establecido.

Quarks matemáticos (11): término empleado para designar los quarks que pueden «existir» en teoría pero que no pueden ser hallados nunca en el laboratorio.

Rayo *catódico* (1): término con el que originalmente se designaba al electrón.

Rayos cósmicos (4): partículas energéticas (básicamente protones) que se crean en las estrellas y llegan hasta la atmósfera de la Tierra.

Reversión del tiempo (8): operación matemática análoga a pasar una película hacia atrás.

Sabor (12): atributo que distingue cada uno de los seis quarks.

Simetría de Gauge (14): simetría respecto a la cual ninguna propiedad mensurable del mundo se modifica al intercambiar protones con neutrones en cada punto del espacio.

Sincrotrón (6): acelerador en el que los campos magnéticos y las aceleraciones se sincronizan adecuadamente para que las partículas se muevan en un anillo estrecho.

SLAC (6): iniciales de «Stanford Linear Accelerator Center», cerca de San Francisco, donde se encuentra el mayor acelerador lineal del mundo.

Spin (8): propiedad de una partícula elemental análoga a la rotación de la Tierra en torno a su eje.

Spin isotópico (8): cantidad matemática relacionada con el número de cargas distintas que pueden tener las partículas de una misma familia.

Taquiones (14): partículas hipotéticas que se mueven más deprisa que la velocidad de la luz.

Teoría del campo unificado (14): teoría según la cual dos o más interacciones se contemplan como aspectos diferentes de un mismo proceso.

Teoría del confinamiento (11): teoría que mantiene la existencia de los quarks dentro de las partículas y al mismo tiempo la imposibilidad de su detección como partículas libres.

Teorías de gauge (13. 14): cualquier simetría que incorpore la simetría de gauge.

TeV: unidad de energía correspondiente a 10^{12} (tera) electrón voltios

Vida media (2): tiempo requerido para que una determinada muestra de partículas o núcleos se desintegre hasta reducirse a la mitad.

Violación de la paridad (13): hace referencia al hecho observado de que en algunas desintegraciones beta los electrones se emiten preferentemente en la dirección de la derecha.

Y* (9): antigua expresión para resonancias de gran masa asociadas con bariones extraños.

DE LOS ATOMOS A LOS QUARKS
JAMES S. TREFIL

Hoy día muchos de los apasionantes descubrimientos científicos se están produciendo en el campo de la física, concretamente, en el de las partículas elementales. ¿Cuál es la naturaleza primaria de la materia? Los antiguos griegos no sólo plantearon esta cuestión sino que fueron los primeros en tratar de contestarla racionalmente, al especular con que todos los fenómenos físicos pudieran explicarse mediante distintos estados o combinaciones de unas pocas sustancias elementales.

En los tiempos modernos, la teoría atómica se ha ido desarrollando de manera tan vertiginosa que comprender las ideas y descubrimientos nuevos entraña cierta dificultad. Muy pocos científicos calificados han tratado de explicar al lector general la evolución y el estado actual de la física de las partículas. El profesor James S. Trefil está magníficamente dotado para realizar esta tarea. Lleva muchos años investigando en este campo y es un profesional extremadamente hábil.

El libro De los átomos a los quarks ha abierto la "puerta de la comprensión" a todos los que no tengan conocimientos previos del tema y cuya base matemática sea rudimentaria. Ningún lector podrá escapar del misterio y de la profundidad de la física de las partículas, que representa uno de los más importantes esfuerzos científicos de todos los tiempos.

James S. Trefil es catedrático de física en la Universidad de Virginia. Es autor de libros de texto de física y de más de 100 artículos, que han aparecido tanto en revistas especializadas como en revistas populares, tales como Smithsonian, Science Digest, Saturday Review y Popular Science. Autor, también, de The moment of creation (En el momento de la creación) y The unexpected vista (El panorama imprevisto); ambos libros forman parte de la colección Biblioteca Científica Salvat.

Seleccionado por Library Journal como uno de los 100 mejores libros sobre Ciencia y Técnica del año.